



Title	しかべ間歇泉の観測と数値実験から示唆される間歇泉の噴出と周期性のダイナミクス
Author(s)	柘植, 鮎太
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第15747号
Issue Date	2024-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k15747
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/92286
Type	doctoral thesis
File Information	Ayuta_Tsuge.pdf



博士学位論文

しかべ間歇泉の観測と数値実験から示唆される
間歇泉の噴出と周期性のダイナミクス

(Dynamics of eruption and periodicity of Geysers,
inferred from the observations and numerical experiments of
Shikabe Geyser)

柘植鮎太

北海道大学大学院理学院
自然史科学専攻 地震学火山学講座

令和6年3月

要旨

間歇泉は、水蒸気や非凝縮性ガスに駆動されて間欠的に地表に噴出する温泉であり、水や熱の供給条件、そして上昇経路のジオメトリの組み合わせが特殊な条件を満たした場合に発生する。間歇泉噴出を支配する物理過程を理解することは、火山噴火をはじめとする多相系の周期的な噴出現象について洞察を与える可能性があるとともに、希少な間歇泉を保全し、維持していくために重要である。これまで、間歇泉の噴出メカニズムについて様々な概念モデルが提案されており、それらは大まかにバブルトラップモデルと上昇駆動型減圧沸騰モデルの 2 種類に区別される。バブルトラップモデルは、上昇経路の側方に接続された空洞（バブルトラップ）が深部から上昇してきた水蒸気を蓄積し、上昇経路内に排出することで噴出を駆動する。一方で上昇駆動型減圧沸騰モデルは、上昇経路に供給される高温熱水が自身の熱で減圧沸騰することで噴出する。これらの概念モデルは観測される現象を部分的に説明するにとどまっており、間欠噴出を支配する詳細な物理過程は未解明な点が多い。また、間歇泉の噴出周期は多様に変化することが知られており、いくつかの間歇泉で気象条件や潮汐、地震との関係について研究されてきた。しかし、それらの研究は統計的な解析に基づいた議論が中心となっており、物理的な背景に基づいた定量的な評価はほとんど行われていない。本研究では、間歇泉の噴出ダイナミクスと噴出周期変化の物理メカニズムを理解するために、北海道南部の“しかべ間歇泉”で多項目の物理観測を実施した。

しかべ間歇泉では連続観測として熱水温度、空気振動、傾斜変動の観測を、キャンペーン観測として噴出孔内の映像、熱水温度、圧力観測、そして噴出量の直接測定を行った。しかべ間歇泉の噴出サイクルは、水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間から構成される。ボアホールカメラを用いた孔内の映像観測によって、噴出開始直後に孔深部で急激に気泡が発生する様子を捉えることに成功した。間歇泉の上昇経路内における発泡の進展プロセスを直接的に観測した研究例は存在しておらず、本研究が世界初の観測事例である。一方で、孔内の温度および圧力データを解析したところ、孔深部における熱水温度は噴出サイクルを通して純水の沸点よりも低い値を示した。この結果から、映像観測で確認された気泡の形成

過程には、非凝縮性ガスが寄与している可能性が強く疑われた。そこで、噴出孔から放出されるガスおよび熱水の採取と化学分析を行った結果、熱水中には CO_2 が多量に含まれることがわかった。すなわち、熱水に溶解している CO_2 は、その分圧によって飽和温度を低下させることで孔深部での発泡を促進すると考えられる。また、直接測定した噴出量と孔内の圧力データを用いた解析から、噴出期間における帯水層からの熱水供給率は水位回復期間のそれより約 4 倍大きいことがわかった。噴出時には孔深部だけでなく、周囲の帯水層における亀裂や空隙内でも気泡が形成し膨張することによって、孔内へ熱水の過剰供給が生じると考えられる。以上の結果に基づいて、しかべ間歇泉における噴出サイクルの概念モデルを新たに提案した。しかべ間歇泉は、噴出の駆動は熱水の上昇駆動型減圧沸騰モデルで説明できるが、一方で噴出孔深部や周囲の帯水層内における気泡の形成や膨張が熱水の過剰供給を引き起こし噴出強度の維持に寄与する点で、バブルトラップモデルに類似した側面を持つと考えられる。

2019 年 11 月 26 日から開始した連続観測によって、2023 年 7 月 31 日までの約 4 年間の噴出周期データを取得した。そこで、観測期間における噴出周期の統計的な特徴や時間変化の傾向を整理し、幅広い時間スケールで噴出周期変化と気象条件や海洋潮位との関係を調査した。しかべ間歇泉の噴出周期は単純周期を示す期間もあれば、二重周期や三重周期を示す期間もあり、極めて多様に変化した。噴出周期の多重モードが発生した期間は、しかべ間歇泉でスケール析出防止のために施されているスケール抑制剤の注入が不十分であった期間と対応し、スケールによる孔内の部分的な閉塞が相変化や流動プロセスに影響を与えた可能性がある。また、数日程度の短期的な時間スケールで発生する噴出周期変化は気圧変化と強い負の相関を示した。噴出周期を水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間に区別し、それぞれの変化と気圧変化を比較した結果から、気圧変化は熱水の飽和温度を変化させることで噴出プロセスに影響すると推測した。さらに、噴出周期は夏季に低下し冬季に上昇する傾向を示し、降水量および積雪量の変化と概ね対応した。すなわち、数ヶ月にわたる長期的な噴出周期の変化は、地下水の涵養量の変化に伴う静止水頭などの帯水層パラメータの変化に起因することが示唆される。噴出周期変化の物理メカニズムをより詳細に理解するために、噴出サイクルの概念モデルに基づいて、孔内の質量保存およびエネルギー保存の観点から噴出周期の数理モデルを新たに構築した。数理モデルを用いた解析から、長期的な噴出周期変化を説明する静止水頭や浸透率の時間変化量を定量的に推定した。本研究で提案した数理モデルは、上昇経路のジオメトリや熱水供給条件に関するパラメータを制約できれば、上昇駆動型減圧沸騰モデルが想定される他の間歇泉

に対しても適用できると考えられる。

ここまでの結果は主に観測データに基づいており、しかべ間歇泉固有の性質であるのか、多くの間歇泉にも共通する普遍的な性質であるかどうかは定かではない。そこで、提案した概念モデルや噴出周期変化のメカニズムの妥当性や普遍性を検証するために、帯水層および管路内の気液二相流シミュレーターである T2Well/ECO2N を用いて数値実験を行った。シミュレーションの結果、特定の境界条件の組み合わせによって熱水と CO_2 の減圧発泡による間欠的な熱水噴出を再現した。さらに、再現された噴出サイクルの特徴は、しかべ間歇泉や他の間歇泉で典型的に見られる特徴とよく対応した。また、熱水に溶解している CO_2 は飽和温度を低下させるため発泡を促進する役割を持つが、一方で噴出の爆発性への寄与は小さいことがわかった。続いて、帯水層条件や管の形状、そして大気圧条件を変化させてシミュレーションを行い、噴出周期や噴出量などの応答の変化を調べた。特に、静止水頭や浸透率を上昇させると管内への供給率が上昇するため噴出周期は短縮し、また気圧を上昇させると飽和温度の上昇によって沸騰が抑制され、噴出量が減少するため噴出周期は短縮することがわかった。これらの結果は、しかべ間歇泉の観測事実から推定した周期変化のメカニズムの妥当性を支持している。さらに、シミュレーションで得られた各物理パラメータの時空間変化から、噴出プロセスは浅部の温度勾配が高い領域において発泡が促進される self-enhancing process と、深部の温度勾配が低い領域において発泡が抑制される self-limiting process に大別でき、それぞれが噴出の進展と停止を支配するという概念モデルを新たに提案した。本研究は、単純な上昇経路のジオメトリを仮定しており、かつ限られた温度圧力条件の範囲内での検証にとどまっているが、バブルトラップモデルおよび上昇駆動型減圧沸騰モデル両方の間歇泉における噴出ダイナミクスに重要な示唆を与えると考えられる。

目次

要旨	i
第 1 章 はじめに	1
1.1 間歇泉とは	1
1.2 間歇泉の噴出ダイナミクスに関する研究の現状	2
1.3 間歇泉の噴出周期に関する研究の現状	3
1.4 本論文の目的と構成	4
第 2 章 しかべ間歇泉の噴出ダイナミクスおよび熱水供給系の研究	7
2.1 間歇泉の熱水供給系および上昇経路内の物理プロセスに関する先行研究	8
2.2 第 2 章における研究の目的	11
2.3 鹿部温泉地域としかべ間歇泉の概要	11
2.4 観測概要	14
2.5 観測結果	16
2.5.1 管内の形状と熱水供給域	16
2.5.2 噴出サイクル	16
2.5.3 地盤変動の傾向	18
2.5.4 噴出時における管内の映像観測	18
2.5.5 熱水の噴出量	19
2.5.6 流出したガスと熱水の化学成分	19
2.6 議論	20
2.6.1 水位回復期間における熱水供給条件	20
2.6.2 噴出の前駆プロセス	23
2.6.3 管深部で発生する気泡について	24
2.6.4 噴出期間における熱水の過剰供給	27
2.6.5 特異な傾斜変動パターンについて	28

2.6.6	しかべ間歇泉の概念モデル	29
2.6.7	間歇泉の噴出ダイナミクスおよび熱水供給系への示唆 . .	31
2.7	第 2 章のまとめ	33
第 3 章	しかべ間歇泉における噴出周期の研究	53
3.1	間歇泉の噴出周期の多様性と周期変化の要因に関する先行研究 .	54
3.2	第 3 章における研究の目的	56
3.3	周期データ解析と結果	57
3.3.1	IBO の特徴	58
3.3.1.1	期間 I : 2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 24 日	59
3.3.1.2	期間 II : 2020 年 7 月 7 日–2021 年 5 月 2 日 . .	59
3.3.1.3	期間 III : 2021 年 6 月 24 日–2022 年 1 月 26 日	59
3.3.1.4	期間 IV : 2022 年 1 月 31 日–2022 年 6 月 13 日	60
3.3.1.5	期間 V : 2022 年 6 月 15 日–2023 年 7 月 31 日 .	61
3.3.2	IBO に対する外的影響の評価	61
3.3.3	長期的変化の評価	64
3.4	噴出周期の定式化	65
3.4.1	各パラメータに対する周期モデルの応答	67
3.4.2	周期の気圧応答および長期的変化への適用	68
3.5	議論	71
3.5.1	周期モデルの妥当性	71
3.5.2	推定されたパラメータの評価と解釈	73
3.5.3	短期的な周期変化の要因：外的要因に対する応答	75
3.5.4	長期的な周期変化の要因	78
3.5.5	多重周期が現れる要因と噴出ダイナミクスへの示唆 . . .	80
3.6	第 3 章のまとめ	84
第 4 章	噴出における物理過程の数値的研究	118
4.1	第 2 章および第 3 章を踏まえた課題	119
4.2	間歇泉の噴出過程に関する数値的研究の先行研究	119
4.3	第 4 章における研究の目的	122
4.4	T2Well/ECO2N を用いた数値シミュレーション	122
4.4.1	T2Well/ECO2N の概要	122
4.4.2	T2Well および TOUGH2 の支配方程式	122
4.4.3	状態方程式	125

4.4.4	シミュレーションの設定	126
4.4.4.1	計算領域の設定	126
4.4.4.2	初期条件と境界条件	127
4.4.4.3	数値実験の方針	127
4.4.4.4	モデル応答の検証	128
4.4.5	計算結果	128
4.4.5.1	基準モデルにおける各パラメータの時空間変化	128
4.4.5.2	検証モデルによる感度係数の概要	132
4.4.5.3	帯水層の静止水頭を変化させた場合	132
4.4.5.4	帯水層の浸透率を変化させた場合	133
4.4.5.5	管の半径を変化させた場合	133
4.4.5.6	液相中における CO_2 の質量分率を変化させた 場合	133
4.4.5.7	気圧を変化させた場合	134
4.4.5.8	熱水温度を変化させた場合	134
4.4.5.9	計算グリッド間隔の影響	134
4.4.5.10	出力変数にばらつきが生じる要因の検証	135
4.4.6	議論	136
4.4.6.1	シミュレーション結果と実際の観測事実との比較	136
4.4.6.2	間欠噴出のメカニズム	139
4.4.6.3	間欠噴出の発生条件	140
4.4.6.4	高温領域において ECO2N を適用する妥当性	142
4.5	高温領域における定常流に基づく検討	143
4.5.1	支配方程式	143
4.5.2	計算条件	146
4.5.3	計算結果と議論	146
4.5.3.1	供給温度を変化させた場合	146
4.5.3.2	液相中の CO_2 の質量分率を変化させた場合	147
4.5.3.3	高温領域における噴出プロセスへの CO_2 の寄与	147
4.6	第 4 章のまとめ	149
第 5 章	全体を通しての議論	179
5.1	間歇泉の噴出プロセスにおける熱水供給系の役割	179
5.2	間歇泉が存在する水理学的特徴について	180
5.3	噴出周期の多重モード発生の理解に向けて	182

第 6 章 結論	187
Appendix 水と CO ₂ による気相質量分率の導出	189
謝辞	193
参考文献	196

第 1 章

はじめに

1.1 間歇泉とは

間歇泉は地下の温泉水が水蒸気や非凝縮性ガス（例えば、 CO_2 ）に駆動されて間欠的に地表に噴出する現象である。 *Geyser* という用語はアメリカの Old Faithful Geyser に代表されるような、熱水と水蒸気が、地下に発達した亀裂や穴を通して間欠的に噴出する現象に用いられる場合が多いが、地下水が気泡を伴って多相流として間欠的に流出する現象は様々なタイプが存在する。例えば、アメリカの Old Faithful Geyser of Calistoga, また日本のしかべ間歇泉や鬼首間歇泉は、熱水上昇経路の形状が比較的単純な掘削井から間欠的に熱水を噴出する間歇泉である（大谷, 1961; Nishimura et al., 2006; Rudolph et al., 2012; Tsuge et al., 2023）。流体の上昇経路が掘削井由来の間歇泉は *geyser* と区別して *geysering well* や *man-made geyser* と呼ばれる場合もある（Hurwitz and Manga, 2017）。また、アメリカの Tenmile Geyser や Grystal geyser, 中国の ZK10 などは、低温の地下水が CO_2 ガスの発泡に駆動されて噴出する間歇泉であり、いわゆる水の沸騰を伴って噴出する間歇泉に対して CO_2 -driven cold-water geyser と呼ばれる（Lu et al., 2005; Han et al., 2013; Watson et al., 2014; Cai et al., 2021; Piao et al., 2022）。さらに、間歇泉のように激しい噴出を生じないが、周期的に熱水を流出する現象（Tanabe et al., 2023）や周期的に気泡の破裂に伴う振動を生じる現象（Liu et al., 2023）も報告されている。

本論文で取り上げる間歇泉とその分布を Fig. 1.1 に示す。温泉や噴気の数是世界で $\sim 10^5$ 程度存在するのに対し（Ingebritsen et al., 2006）、間歇泉の数は 1000 未満と希少であり、その多くはアメリカのイエローストーン国立公園や、ロシアの Valley of Geysers, チリの El Tatio に集中している（Bryan, 2008; Hurwitz et al., 2012a）。しかも、近傍での地熱開発や温泉開発の影響や、長期的な水理特

性の変化、地滑りに伴う熱水流路の変化等によって間欠状態が停止し、定常湧出状態に遷移する場合がある (e.g., Kiryukhin, 2016; Reed et al., 2021). このような間歇泉の希少性は、間欠噴出の発生条件が熱力学条件および水理条件の特殊な組み合わせを必要とすることを反映している (e.g., Hurwitz and Manga, 2017).

1.2 間歇泉の噴出ダイナミクスに関する研究の現状

間歇泉は、ほぼ定常的に水やガスを放出する温泉や噴気と同様に地熱地域で見られる熱水放出現象の一形態でありながら、その振る舞いが間欠的であることが大きな特徴である。これまで、間欠的噴出の物理メカニズムを理解するために、現地観測や室内実験、数値実験など多くの研究が行われてきた (e.g., Ingebritsen and Rojstaczer, 1996; Adelstein et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b; Eibl et al., 2021). なお、以下で記述する内容は主に熱水の沸騰によって噴出する間歇泉を対象としており、CO₂-driven cold water geyser とは異なることに注意されたい。

間歇泉の噴出メカニズムについてはいくつかの概念モデルが提案されており、それらは大まかには2種類に区別できる。一つ目は、Bunsen (1847) が最初に提案したモデルで、論文によって Bunsen model や ascent driven decompression boiling model など複数の呼び方をする場合があるため、本論文では「上昇駆動型減圧沸騰モデル」と呼ぶ。上昇駆動型減圧沸騰モデルでは熱水上昇経路の特殊なジオメトリを必要とせず、高温の熱水が周囲の熱水層から供給される状況を想定する。最初は沸点以下の熱水が湧出するが、その後、より深部の高温な熱水が上昇に伴って減圧沸騰することで激しい噴出が駆動される (e.g., Bunsen, 1847; Kieffer, 1984; 福富, 1942a, 1942b, 1942c; Nishimura et al., 2006). 二つ目は Mackenzie (1811) が提案したモデルで、後に「バブルトラップモデル」と呼ばれる (e.g., Belousov et al., 2013; Adelstein et al., 2014). バブルトラップモデルでは、熱水上昇経路の側方に接続する、一定の体積を持つ空洞 (バブルトラップ) の存在を考える。バブルトラップは深部から上昇する水蒸気を蓄積し、内部の圧力が上昇経路内の圧力を上回ると気泡を排出することで噴出を駆動する (e.g., Belousov et al., 2013; Adelstein et al., 2014; Eibl et al., 2021). バブルトラップの存在は、上昇経路内の映像観測 (Belousov et al., 2013; Walter et al., 2020), 微動のアレイ観測 (Cros et al., 2011; Vandemeulebrouck et al., 2013; Wu et al., 2019; Eibl et al., 2021), 室内実験 (Honda and Terada, 1906; Adelstein et al., 2014), また多項目の物理観測 (Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b; Ardid et al., 2019; Ciraula et al., 2023a) から示唆されている。上記では主に噴出を駆

動するメカニズムの観点から両モデルの違いを説明したが、噴出の準備過程における熱輸送プロセスについても違いがある。減圧沸騰モデルでは、上昇経路浅部にある低温の熱水が排出されるとともに深部にある高温の熱水が供給されることにより、熱水自身の熱によって沸騰噴出に至る。一方で、バブルトラップモデルでは、バブルトラップから排出される水蒸気が上昇経路内で凝縮し潜熱を放出することで、上昇経路内の水の温度が上昇し沸騰に至る、と解釈される場合もある (e.g., Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b)。この場合、沸騰のトリガーはバブルトラップからの水蒸気による潜熱であっても、噴出が進展していく過程は減圧沸騰で説明することができ、上昇駆動型の減圧沸騰モデルとバブルトラップモデルの両方の側面を含んでいる。すなわち、両モデルの大きな違いは、“噴出に関与する供給系のジオメトリ”、“上昇経路への熱輸送プロセス”、そして“噴出の駆動プロセス”と言える。

上記のようなモデルを基本として、複数の間歇泉で噴出メカニズムが提案されてきた。しかし、それらはあくまで間欠噴出が発生する前提で、限られた観測データに基づいて噴出プロセスを部分的に説明するにとどまっている。また、最初に提示した、なぜ間歇泉は温泉や噴気と同じ熱水放出現象の一形態でありながら周期的に振る舞うのか、という根本的な問題に対して明快な説明は得られていない。特に、間欠噴出の発生条件を満たす上で重要と考えられる、熱と水の供給条件と上昇経路内での気相の発生を伴う流体力学的・熱力学的なプロセスとの関係を統一的に調査し、議論した研究は極めて少ない。

1.3 間歇泉の噴出周期に関する研究の現状

上記の通り、間歇泉の噴出条件は水や熱の供給と供給系のジオメトリによる限られた条件の範囲内で成立する。一定の噴出周期を示す間歇泉は少なく、寧ろ多くの間歇泉の噴出周期は不規則であったり、二重周期であったり、カオス的であったりなど、多様な特徴を示す (e.g., Ingebritsen and Rojstaczer, 1996; Nishimura et al., 2006; Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015b; Eibl et al., 2020)。さらに、間歇泉噴出は熱力学条件および水理条件の特殊な組み合わせを反映するため、気象条件や地盤変動、帯水層の温度・圧力状態など、水の流れや温度、流路形状を変化させる様々なプロセスに対して敏感に応答すると期待される (Hurwitz et al., 2014)。これらの外的影響・内的影響に対する間欠周期の応答メカニズムを理解することは、間欠的噴出に寄与する熱や水の輸送プロセスについて定量的な洞察を与えると考えられる。

また、間歇泉はしばしば、火山噴火のアナロジーと見做され (Kieffer,

1984), 火山における諸現象に関する仮説を検証するための天然の実験場として研究される側面を持つ。これまで, 火山噴火と地震 (e.g., Manga and Brodsky, 2006; Nishimura, 2021), 潮汐 (e.g., Mauk and Johnson, 1973), 降水 (e.g., Matthews et al., 2002), また季節的な気象条件の変化 (e.g., Mason et al., 2004) などの外的擾乱との関係性について数多く研究されてきた。しかし, これらの研究では解析データの量が限られており, 統計的な優位性が疑問視される場合がある (Neuberg, 2000)。対して, 間歇泉は火山噴火よりも規模が小さく高頻度で噴出するため, 連続的な観測を行うことで噴出の周期性の時間変化や, 外的影響・内的影響との関係性について, より統計的にロバストな解析が行いやすくなると期待される (Hurwitz and Manga, 2017; Hurwitz and Shelly, 2017)。

噴出周期への外的影響および内的影響を, 統計的な優位性を保つ前提で調査するためには, 短期間 (数時間~数日) から長期間 (数ヶ月~数年) の時間スケールを網羅する十分な量の噴出周期データが必要になる。しかし, 期間およびデータ量, またその時間分解能を確保した上で解析を行なっている研究は著しく少ない。さらに, 間歇泉の現象は多様性があり, 間歇泉によって異なる噴出プロセスや概念モデルが想定されている場合もあるため, 上で述べた先行研究の結果がどの程度普遍性を持つかはよく理解されていない。そこで, 間歇泉ごとの固有な性質を区別し, 普遍的な性質を見出すには, 観測研究事例を増やす必要がある。

1.4 本論文の目的と構成

間歇泉は, その希少性や科学的な興味深さ, また見た目の迫力から研究者だけでなく, 多くの一般人も魅了する現象である。また, 間歇泉は流体および熱を蓄積し放出する現象として火山噴火のアナロジーと見做される (Kieffer, 1984) だけでなく, 類似現象として海洋で見られる熱水放出現象 (Furushima et al., 2009; Sohn et al., 2009), そして太陽系の衛星であるエンセラダスやトリトンにおける間欠噴出現象との関連性も期待されている (e.g., Soderblom et al., 1990; Brilliantov et al., 2008)。間歇泉の噴出ダイナミクスの理解は, 他の多成分・多相流体现象や, 自然界に存在する, 局所的なエネルギーと物質の供給によって生じる間欠的現象にも洞察を与えると考えられる。また, 噴出周期の特徴や変化を支配するプロセスを理解することによって, 希少な観光資源ともなっている間歇泉の長期的な維持と保全にも繋がるだろう (e.g., Hurwitz et al., 2021)。

本研究では, 間歇泉の熱水供給条件と噴出ダイナミクスとの関係, そして噴出周期の多様性と時間変化の物理メカニズムを理解するために, 上昇駆動型減圧沸騰モデルが想定される新しいフィールドとして, 北海道南部にある”しかべ間

歇泉”における観測的研究，そして特に熱水の減圧沸騰によって駆動される間歇泉の噴出プロセスに関する数値的研究を行なった．

本論文は以下のように構成される．まず，第 2 章では，間歇泉の熱水供給プロセスや熱力学条件と噴出サイクルとの関係を理解するために，しかべ間歇泉で多項目の観測を実施した．管内での映像観測および温度・圧力観測を実施し，地上観測のデータと比較することで，しかべ間歇泉の噴出ダイナミクスについて議論する．また，しかべ間歇泉で固有に見られる現象だけでなく，他の間歇泉でも共通して見られる物理過程の理解を目指す．第 3 章では，第 2 章でしかべ間歇泉の噴出プロセスに関して得られた理解を踏まえ，噴出周期の多様性や時間変化の要因を理解するために，2019 年 11 月 26 日から実施してきた連続観測のデータを用いて，噴出周期の特徴やその時間変化の傾向，また，気象条件などの外的影響との関係を調査する．さらに，しかべ間歇泉における噴出プロセスの概念モデルに基づいて，噴出周期の定式化を試みる．定式化したモデルに基づき，短期的・長期的な周期変化の物理的背景についてより詳細に議論する．第 4 章では，多くの間歇泉で見られる減圧沸騰による詳細な噴出プロセスについて物理的示唆を得るために，管路内の気液二相流シミュレーションモデルに基づく数値実験を実施した．数値実験では，間欠的噴出のメカニズムだけでなく，熱水供給条件の変化や管路の形状が噴出周期や噴出量に与える影響の理解も目指す．第 5 章では，第 2 章から第 4 章までの研究が，間歇泉現象における未解決問題のうちどの点を明らかにしたかを整理した上で全体を通しての議論を行い，今後の研究指針を提示する．第 6 章は本論文全体の結論をまとめる．

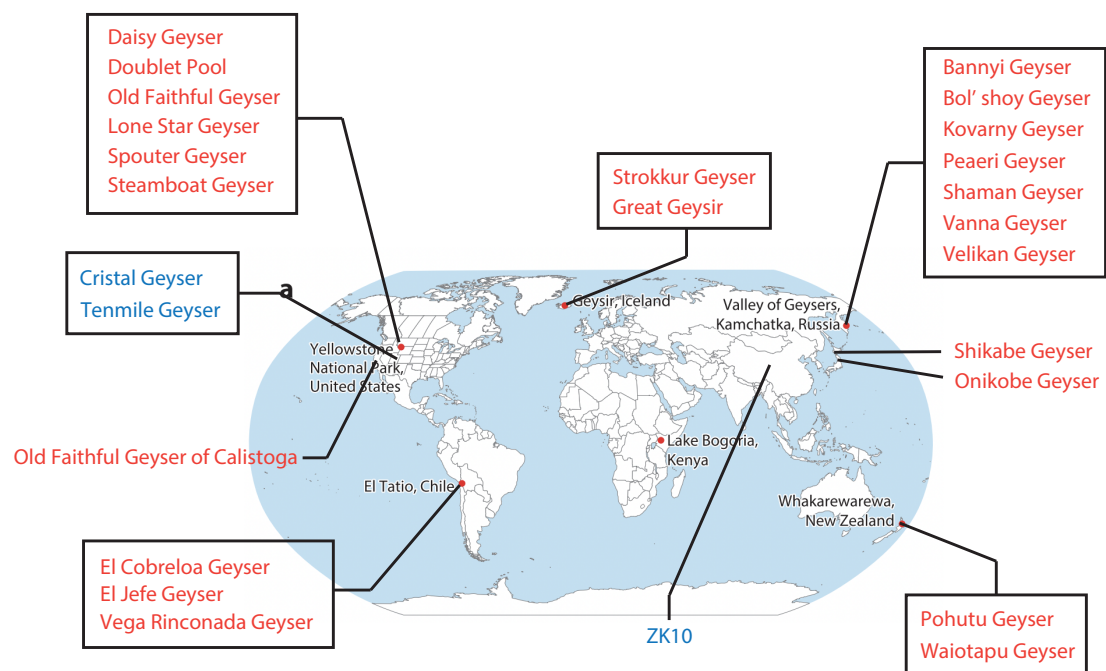


Fig. 1.1: 本論文で引用する間歇泉の分布．赤文字は熱水型の間歇泉，青文字はCO₂-driven cold-water geyserであることを示す．Hurwitz and Manga (2017) の Figure 1a に加筆した．

第 2 章

しかべ間歇泉の噴出ダイナミクスおよび熱水供給系の研究

2.1 間歇泉の熱水供給系および上昇経路内の物理プロセスに関する先行研究

間歇泉の噴出ダイナミクスを理解するためには、熱水供給系のジオメトリおよび熱水供給プロセスと、噴出プロセスとの関係を理解することが重要である。上昇経路やバブルトラップ内で生じる流体力学プロセスと熱力学プロセスは相互的に作用し、結果として表面活動である噴出量、噴出高、噴出様式、そして噴出間隔などが観測される。これまで、地上での多項目観測や上昇経路内の直接観測、室内実験などの研究から様々な知見が得られてきた。以下では、間歇泉の熱水供給系および上昇経路内における物理プロセスに関する研究事例を俯瞰する。

間歇泉の噴出モデルは Mackenzie (1811) によって最初に提案された。Mackenzie (1811) はアイスランドの Haukadalur にある Great Geysir の表面現象の特徴から、地下に存在する大きな空洞、すなわちバブルトラップから排出される水蒸気が噴出を駆動すると解釈した。一方で、Bunsen (1847) はアイスランドの Haukadalur にある Strokkur Geyser で上昇経路内の温度観測を行ったところ、熱水温度が噴出開始に向けて沸点に徐々に漸近する変化が見られた。そこでバブルトラップのような空洞の存在を考慮せず、垂直管内の高温水が周囲から加熱されることで、ある深さで沸点に達すれば噴出すると指摘した。

福富 (1942a) は伊豆にある複数の温泉の調査に基づいて、定常的に沸騰噴出する定常沸騰泉と、エアーリフトなどの人為的な揚湯が無ければ沸騰しない準沸騰泉の違いを、静止水頭の観点から理論的に考察した。福富 (1942b), (1942c) は福富 (1942a) の結果に基づき、間歇泉は定常沸騰泉と準沸騰泉の間期的な存在であるという観点から上昇駆動型減圧沸騰モデルを説明した。Kieffer (1984) は Old Faithful Geyser での地震観測結果と、Birth and Kennedy (1972) による上昇経路内の温度観測結果に基づいて噴出メカニズムを議論した。特に噴出期間では rarefaction wave が上昇経路内を伝播することによって浅部から深部に向かって減圧沸騰が進展するという概念モデルが提案された (Kieffer, 1984)。

その後、上昇経路内の直接的な観測や多項目観測によって、熱水の供給条件や、噴出サイクルにおける地下の詳細な物理プロセスに焦点が当てられるようになった。例えば、Hutchinson et al. (1997) は Old Faithful Geyser で上昇経路内の映像観測および温度・圧力観測を実施し、深さ約 20 m までの上昇経路のジオメトリを明らかにした。また、噴出前の水位回復期間では深さ 21–22 m で水温が噴出直前に急速に上昇しており、この深さで熱源となる貯留層が存在していることが示唆された (Hutchinson et al., 1997)。Nishimura et al. (2006) は宮城県の鬼首間歇泉で噴出する熱水の温度や空振、噴出口での圧力、そして傾斜変動からなる多

項目観測を行い、鬼首間歇泉の噴出メカニズムとして上昇駆動型減圧沸騰モデルを支持した。Rudolph et al. (2012) は Old Faithful Geyser of Calistoga で傾斜変動および熱赤外観測を行い、水位回復期間における傾斜変動の時間変化の特徴から、熱水供給プロセスをダルシー流に基づいてモデル化した。Valley of Geysers にある Bannai Geyser と Pearly Geyser では、上昇経路内の水位が一定になるように人為的に揚水され、維持する水面の位置と揚水量の関係から上昇経路への熱水供給率が推定された (Shteinberg et al., 2013)。Munoz-Saez et al. (2015a), (2015b) はチリの El Tatio にある複数の間歇泉で上昇経路内の温度・圧力観測を実施した。特に El Jefe geyser では数 1000 回の噴出サイクルにおける、深さ 1.5 m までの複数の深度で温度と圧力の変化が得られた。水位回復期間では上昇経路内の圧力が上昇率が時間とともに低下する傾向を示すことから、熱水供給プロセスはダルシー流でよく説明された (Munoz-Saez et al., 2015a)。噴出期間において減圧とともに熱水温度が沸点に達する変化が各深さで認められ、熱水の噴出に伴う減圧沸騰が示唆された (Munoz-Saez et al., 2015a)。さらに、噴出直前に急速に温度が上昇するとともに、1–2 Hz の圧力振動が生じることから、上昇経路下部に接続されているバブルトラップから放出される水蒸気が凝縮して熱を放出するプロセスと解釈された。また、El Jefe geyser では多点の広帯域地震計による観測から得られた地盤変動のモデリングからもバブルトラップの存在が示唆された (Ardid et al., 2019)。

Belousov et al. (2013) は Valley of Geysers にある Velikan Geyser, Kovarny Geyser, Bol'shoy Geyser, そして Vanna Geyser で上昇経路内の映像観測を実施し、上昇経路の深さ数 m までの形状を推定した。その結果、噴出前の期間において側方に折れ曲がった経路の先から気泡が上昇しており、噴出時には急激にその量が増加したことから、噴出にバブルトラップが関与している可能性が示唆された。さらに、上昇経路内の水圧とバブルトラップ内の水蒸気圧の釣り合いから、噴出を駆動可能なバブルトラップ体積を推定し、バブルトラップが現実的な範囲内の体積で存在し得ることを示した。バブルトラップの物理プロセスは室内実験によっても確かめられた。Adelstein et al. (2014) は、途中で S 字型に曲がった上昇経路を持つ、バブルトラップ構造を模擬するガラス管の実験装置を開発した。実験によって再現された噴出のタイプは、主に 1. バブルトラップから放出された少量の気泡が管内を上昇することで生じる小規模な噴出、2. バブルトラップよりも上部の管内で沸騰することで生じる中規模な噴出、そして 3. 管全体とフラスコ内で沸騰することで生じる大規模な噴出、の 3 つである。中規模および大規模な噴出の前には小規模な噴出が複数回生じており、バブルトラップから放出さ

れる気泡が高いエンタルピーを管上部に輸送する役割を担うことが示唆された。

Cros et al. (2011) と Vandemeulebrouck et al. (2013) は Old Faithful Geyser で 96 点の地震計を用いて微動の観測を行い、beamforming 法によって微動の震源を逐次決定することによって、深さ 12 m から 20 m に伸びる円筒状の領域と、噴出口から南西方向に深さ 14 m から 28 m に広がる領域の 2 箇所集中することを示した。2 箇所の微動源はそれぞれ亀裂状の上昇経路と、上昇経路に接続するバブルトラップと解釈された。微動源位置の時間推移を調べると、噴出後はバブルトラップ内に微動源が集中し、その後噴出に近づくにつれて上昇経路の深部から浅部へ微動源が移動する傾向が見られた。間歇泉の活動や熱水活動に伴って生じる微動は、しばしば hydrothermal tremor と呼ばれ、水の沸騰による気泡の形成や合体、凝縮に伴う圧力振動を反映すると解釈されている (Kedar, 1996, 1998; Kieffer, 1984, 1989; Vandemeulebrouck et al., 2013; Teshima et al., 2022)。

上記の研究から、hydrothermal tremor は熱水供給系のジオメトリや気相の発生や消滅といった相変化のプロセスを把握するために有用と見做されるようになった。Wu et al. (2017), (2019), (2021) はアメリカのイエローストーン国立公園にある Old Faithful Geyser と Steamboat Geyser で微動の稠密なアレイ観測を行い、ポーラリゼーション解析とバックプロジェクション解析によって Old Faithful Geyser は深さ ~ 80 m まで、Steamboat Geyser は深さ ~ 120 m までの範囲で微動の時空間変化を推定した。また、Eibl et al. (2021) は Strokkur Geyser で微動のアレイ観測とポーラリゼーション解析によって微動源の時空間変化を推定し、噴出サイクルと比較した。微動源は水平方向に噴出口から 13–23 m 西、深さ約 23.7 ± 4.4 m の領域に集中し、噴出開始に向けてその数が増加した。Walter et al. (2020) による上昇経路内の映像観測記録にも基づき、Eibl et al. (2021) は微動源の集中域がバブルトラップに対応すると結論づけた。また、上昇経路内の水温が低いときはバブルトラップから排出された気泡が凝縮して潜熱を放出するが、徐々に水温が上昇すると排出された気泡が凝縮せずに地表に到達することで噴出を生じると推定している。

他にも、近年では複数の物理探査手法を組み合わせた、地下の熱水供給系の 3 次元構造の推定が試みられている。イエローストーン国立公園にある Spouter Geyser では比抵抗構造探査と地震波速度構造探査を行うことによって、噴出口から北東方向に上昇経路が延び、深さ約 15 m にバブルトラップとなり得る構造が存在すると推定された (Ciraula et al., 2023a)。さらに、噴出サイクルを通した比抵抗構造の時間変化から、水位回復期間では深さ約 4 m まで熱水が供給されるとともに深さ約 15 m ではバブルトラップに気相が蓄積し、噴出期間では減圧によって

深さ 20–30 m で著しく水蒸気が発生するという概念モデルが提案された (Ciraula et al., 2023b).

2.2 第 2 章における研究の目的

上記で述べた通り、これまでの研究で地上観測および上昇経路内の観測から、供給系浅部のジオメトリや、熱水の供給プロセス、そして上昇経路内の発泡プロセスなどが議論されてきた。特に近年ではバブルトラップの存在が噴出ダイナミクスにおいて重要な役割を持つことが示唆されている。しかし、上昇経路内の観測はその形状の複雑さのために困難である場合が多く、推定された熱水供給条件や気泡の発生を伴う流動プロセスは不確実な部分が多い (e.g., Munoz-Saez et al., 2015b)。また、上昇経路内部と地表面での力学現象は個別に議論される場合が多く、一連の物理プロセスとして統一的な理解を試みた研究は少ない。さらに、近年はバブルトラップモデルが想定される間歇泉の観測研究が多く実施されてきたが、一方で上昇駆動型減圧沸騰モデルが想定される間歇泉の研究はほとんど行われておらず、その噴出ダイナミクスが詳細に理解されているとは言えない。

本研究では間歇泉の熱水供給条件や上昇経路内における熱力学プロセスおよび流体力学プロセスと、表面現象との相互関係性を理解するために、北海道南部にあるしかべ間歇泉で地上および上昇経路内部の多項目観測を実施した。具体的には、まず、上昇経路内の映像観測によって経路の形状や、熱水供給域の分布などを把握した。次に、上昇経路内部での温度・圧力観測と映像観測により、噴出サイクルにおける熱力学条件の推移と気泡の発生や流動状態の変化を対応づけた。同時に地上でも噴出口の映像観測や、噴出する熱水温度、地盤変動、噴出量の観測を行うことで、内部プロセスと外部プロセスを比較した。さらに、気泡の発生プロセスについて知見を得るために、噴出口から放出されるガスと温泉水を採取し、特に非凝縮性ガスに着目して化学分析を行なった。本研究では間歇泉の内部現象と表面現象について多項目の観測データを取得することで、熱水供給条件と上昇経路内部での物理プロセス、そして表面現象との対応について推定した。最後に、観測結果とこれまで得られているしかべ間歇泉や鹿部温泉に関する知見を統合し、噴出サイクルの新しい概念モデルを提案する。

2.3 鹿部温泉地域としかべ間歇泉の概要

しかべ間歇泉は、北海道茅部郡鹿部町の鹿部温泉地域に属する、日本で最も規模の大きな間歇泉の一つとして知られる。鹿部温泉地域は更新世の火山であ

る横津岳の北麓、および完新世の活火山である北海道駒ヶ岳の南東麓に位置している (Fig. 2.1). 鹿部温泉は、噴火湾に沿って NW-SE 方向に主軸を持つ、長さ 2 km 幅 50-100 m の領域で湧出する (福富・他, 1963). ほとんどの温泉は掘削井戸によるもので、現在はそれらの一部は商業施設や宿泊施設で利用されている (例えば, Fig. 2.2a の蒸し釜, 吉の湯, 鹿の湯).

鹿部温泉地域の地質構造は、大まかに下位より、新第三紀中新世の中ノ川層、黒羽尻集塊岩層、第四期の鹿部層、駒ヶ岳火山噴出物、そして段丘堆積物などから構成される (早川・他, 1970; 地質調査所, 1967). 中ノ川層は、主に流紋岩質の緑色凝灰岩から構成されており、基盤岩として鹿部温泉を含む広い範囲で地下深部に分布している。鹿部層はシルトや砂から構成され、中ノ川層など第三紀層の上に覆って存在しており、さらに上位に北海道駒ヶ岳の火山灰や火砕流堆積物が広く分布している。新第三紀の中ノ川層や黒羽尻集塊岩層は、海岸線と平行に NW-SE 方向を軸とする背斜構造になっている。なお、鹿部温泉は、背斜軸の中心付近に分布する緑色凝灰岩中の割れ目から湧出している (早川・他, 1970). 北海道駒ヶ岳周辺の重力探査など物理探査の結果も考慮すると、鹿部温泉の湧出機構は、北海道駒ヶ岳の地熱活動というよりも、横津岳などの第四期火山に関連している可能性がある (松波・他, 1995).

鹿部温泉地域の中心部に位置する半径約 50 m の領域は沸騰泉地域と呼ばれており、しかべ間歇泉を含む複数の沸騰泉が報告されている (福富・他, 1963). この地域で現在湧出が確認できる沸騰泉は蒸し釜である (Fig. 2.2a). 沸騰泉地域から北西側では、温泉水の湧出温度は 30-85 °C の範囲であり、沸騰泉地域からの距離が離れるほど低下する傾向がある。南東側では、湧出温度は 73-86 °C の範囲を示し、北西側のような傾向は見られない (福富・他, 1963). 福富・他 (1963) は、鹿部温泉地域では沸騰泉地域の直下で高温水が上昇し、周囲に広がりながら他の温泉や地下水と混合することで低温の温泉水を形成すると提案した。沸騰泉地域に属するしかべ間歇泉と蒸し釜の坑内温度は、それぞれ 26 m で 113 °C, 16 m で 114 °C を示す (アクアジオテクノ, 2014). また、沸騰泉地域周辺に位置する吉の湯と鹿の湯の掘削深度はそれぞれ 60-100 m, 70-100 m であり、湧出温度はそれぞれ 60-72 °C, 70-78 °C と報告されている (福富・他, 1963; アクアジオテクノ, 2014). これらの報告に基づき、Fig. 2.2a の A-B-C を通る断面において推定される、温泉帯水層の空間分布の概念図を、福富・他 (1963) の結果を修正し作成した (Fig. 2.2b). 沸騰泉地域では 113-114 °C に達する高温水が地下 10 数 m まで上昇し、沸騰泉地域の周囲ではより低温の温泉水が分布すると考えられる (Fig. 2.2b).

鹿部温泉地域の温泉水に含まれる化学成分は、主に塩化物イオン、硫酸イオン、そして炭酸塩イオンである（太秦・他, 1959）. 温泉水の化学調査から、鹿部温泉地域には Cl 型および $\text{HCO}_3\text{-SO}_4$ 型の 2 種類の水系が存在し、これらが様々な割合で混合している、と推測されている（太秦・他, 1959; 福富・他, 1963）. また、温泉水の同位体分析によると、 δD および $\delta^{18}\text{O}$ の値は鹿部温泉地域で湧出する温泉水が天水起源であることを示している（松葉谷・他, 1978; 松波・他, 1995）. しかし、深部から供給される火山性流体や熱がどのように天水と混合して浅部の温泉帯水層を形成しているかは明らかではない.

しかべ間歇泉は 1924 年に温泉開発を目的とした掘削中に発見された間歇泉である. 間歇泉の井戸は長さ 26 m, 直径 150 mm と報告されているが（大谷, 1961; 福富・他, 1963）, これらの報告書は約 60 年前の調査に基づいており、現在の井戸内の状態（例えば、深度や断面の形状）は変化している可能性がある. また、実際のケーシングの深さや熱水の流入状況についてはよくわかっていない. しかべ間歇泉の周辺は 2016 年に道の駅として再開発されている（道の駅しかべ間歇泉公園）. 間歇泉は国道から約 10 m の近距離に位置しているため、噴出した熱水が道路に飛び散るのを防ぐために、L 字型の壁が間歇泉の隣に建設されるとともに、噴出口から約 7 m 直上に天板が設置された. また、しかべ間歇泉では温泉水の沸騰によりケーシング内部にスケールが析出するため、普段はスケール抑制剤の注入が行われており、さらに約年 1 回の浚渫工事が実施されている.

しかべ間歇泉の地球物理学的な観測は大谷（1961）によって初めて実施された. 大谷（1961）は 1959 年 5 月 3–5 日で管内の各深さにおける水温や、噴出量、深さ 3 m における圧力、そして噴出周期の測定を実施した. 当時のしかべ間歇泉の噴出活動は、噴出時の高さが約 2 m で、噴出量は約 0.11 m^3 を示し、噴出間隔は約 4 分 59 秒から 9 分 27 秒の間でばらつきを持っていたようである（大谷, 1961）. 管内の温度分布は、深さ 21–26 m においてほぼ $113\text{ }^\circ\text{C}$ で一定を示し、19–21 m で約 $105\text{--}106\text{ }^\circ\text{C}$ に急激に低下、5–19 m では $105\text{--}106\text{ }^\circ\text{C}$ でほぼ一定、約 5 m から噴出口にかけて単調に約 $100\text{ }^\circ\text{C}$ に低下するという特徴を持つ（Fig. 2.3）. 深さ 19–21 m における温度の急激な低下は、この深さで最深部から流入する熱水よりも低温の温泉水が流入しているためと解釈されている（大谷, 1961）. 大谷（1961）は噴出サイクルにおいて管内の温度変化が主に深さ 8 m 以浅で生じること、また噴出量が管の上部 5–8 m 程度に相当すること、さらに表面現象の特徴に基づいて、間欠噴出現象を支配するメカニズムが噴出口より 8 m 以浅に存在すると考え、上昇駆動型の減圧沸騰モデルに基づく噴出の概念モデルを提案した. なお、大谷（1961）以降、しかべ間歇泉において定期的な浚渫工事や影響調査等を除

いて観測研究は実施されていない。

しかべ間歇泉は、現在では噴出時の高さは 10 m 以上、そして噴出間隔は約 10–12 分を示しており（柘植・青山，2020）、約 60 年前の大谷（1961）による観測当時に比べて活動状況が大きく変化している。しかべ間歇泉の噴出の駆動メカニズムは上昇駆動型の減圧沸騰モデルで説明されているが（大谷，1961）、管内への熱水の供給条件や、管内における気相を伴う流動プロセスと表面現象との相互関係性はよくわかっていない。

2.4 観測概要

しかべ間歇泉での物理観測は 2019 年 11 月 26 日から開始し、空気振動、傾斜変動、噴出する水温の測定を現在（2024 年 1 月）まで継続している。前述の連続観測に加えて、2021 年 6 月 24 日にボアホールカメラを用いた管内の映像観測、2022 年 1 月 11 日に管内の圧力及び温度観測と噴出量の直接測定、そして 2022 年 11 月 9 日に噴出口から湧出するガス及び熱水を採取し、両者に含まれる化学成分の測定を実施した。

空振計はアコー製 TYPE7744N を使用し、噴出口から北東方向に 3 m 離れた位置に設置した（Fig. 2.4a）。センサーのコーナー周波数は 0.1 Hz、感度は 25.4 mV/Pa である。また、雨風や雪などによるノイズを軽減するために、センサーを底を切り抜いた 2 L ペットボトルに入れ、底にスポンジを詰めた状態で設置した。

圧力観測では、Kistler 製の絶対圧力センサー（センサー：4045A5、アンプ：4624A）を使用した。センサーは 0–5 bar の範囲で測定可能で、感度は 100 °C の環境で 21.19 mV/bar である。温度観測では、Chino 製の K 型熱電対および村山電気製の白金抵抗体プレジジョン・サーモ DPS-2020 を使用した。熱電対と白金抵抗体の感度はどちらも 10 mV/°C である。なお、熱電対は出力電圧の増幅のためにアンプとして GRID 製の KAP-K01U を用いた。管内の観測では、圧力センサーと温度センサーを噴出口から深さ 15 m 及び 20 m の位置に下ろして固定した（Fig. 2.5）。なお、両センサーは噴出時に熱水の流れて位置が乱されないように、結束バンドで束ねるとともに錘のついたワイヤーに繋げた。また、地上観測では、湧出時の熱水温度を測定するために K 型熱電対と白金抵抗体を噴出口付近に設置し、噴出時の熱水温度を測定するために K 型熱電対を噴出口から 0.3 m 上部に L 字アングルに固定して設置した（Fig. 2.4b）。

映像観測では、坑井用のボアホールカメラを使用し、2 つの条件（1）噴出を停止させた状態（2）通常の間欠噴出状態、の下で観測を実施した。最初に、管

内のスケール付着状況や孔底深度、熱水の流入状況を調べるために、カメラに注水ホースを括り付け、地上から冷水を管内に注入して水温を沸点以下に下げることによって噴出を停止させた。通常の噴出状態では、冷水を注入せずにカメラを噴出口から深さ 26.2 m の位置で固定し、間欠サイクルを通した気泡の発泡状況の時間変化を観察した。また、通常の噴出状態における管内の映像と噴出口の映像を同時刻で比較するために、スマートフォンのカメラを用いて噴出口を撮影した。

傾斜変動観測では地上設置型気泡式 2 軸傾斜計 (Applied Geomechanics 製 Model 701-2) を噴出口から 6 m 離れた地面に直接設置した (Fig. 2.4a)。センサーの公称分解能は $0.1 \mu\text{rad}$ で、Low-Gain Setting で使用しているため感度は $0.5 \mu\text{rad/mV}$ である。なお、雨風の影響を防ぐためにセンサーにバケツを被せた。

観測データは管内の圧力・温度観測では白山工業製の LS7000XT、地上での温度・空振・傾斜変動の観測では計測技研製の HKS-9700 を用いて 100 Hz のサンプリングレートで収録した。両者はそれぞれ入力電圧を 24-bit, 27-bit の分解能で A/D 変換し、GPS による絶対時刻とともに Compact Flash に保存する。データロガー及び電源などの、センサー以外の機材はまとめてコンテナボックスに収納した (Fig. 2.4a)。なお、全ての観測機器について、電源は道の駅に整備されている 100 V の商用電源を使用し、センサーの種類に応じて AC/DC コンバーターを用いて交流電圧を 12 V や 24 V の直流電圧に変換した。また、3-4 ヶ月に 1 回の頻度で現地に赴き、データの回収と観測機材のメンテナンスを実施した。

噴出する熱水のほとんどは噴出口から高さ約 7 m の位置にある天板で反射して周辺に落下し、噴出口付近に設置されている水路を通して貯水タンクに貯められるため、この水路を活用して噴出量を測定した。湧出直前に流路の片側を土嚢で堰き止め、流路に溜まった熱水の水位を複数の箇所で見測することを数回繰り返した。以上の方法により計 10 回の噴出サイクルで噴出量を測定できた。なお、流路の粗さや土壌からの熱水の漏れなどの要因により、測定した噴出量には最大 20 % 程度の誤差が含まれると考えられる。

化学観測では、まず湧出期間において噴出口から流出するガスと熱水をチタン製のじょうごで収集し、ガス相のみをガラス注射器で抽出した。続いて 5 mol/L の KOH 溶液を加えて酸化炭素を吸収させ、注射器内の減少体積分から放出ガス中に含まれる炭酸ガス体積を推定した。なお、KOH 溶液に吸収されずに残った residual gas (R-gas) の組成は実験室で分析した。温泉水は 1 回の噴出サイクルにおいて湧出開始直後、湧出開始から 1 分後、2 分後の計 3 回採取し、5 回の噴出サイクル分で計 5 セット入手した。現地では 1 セットを微量拡散法を用いて温泉水中に含まれる炭酸化学種の総量を推定した。また、実験室では残りの 4

セットで pH の測定，および滴定法を用いた炭酸化学種の総量を推定した．

2.5 観測結果

2.5.1 管内の形状と熱水供給域

噴出停止状態において，ボアホールカメラを用いて撮影された管内部の写真を Fig. 2.6 にまとめた．Fig. 2.6a–d 中の右上にボアホールカメラ内蔵の温度センサーによる温度が示されているが，地上から冷水を注入し熱水温度を冷却しながら撮影しているため，これらの値は平常時の熱水温度を反映していないことに留意する．

管内の壁面は全体的に白色のスケールで覆われており，特に管の上部約 10 m はより厚くなっている (Fig. 2.6a)．スケールは管壁面を比較的均一に覆っており，管の断面は円形状である．深さ約 20 m の位置でケーシングの末端を確認した (Fig. 2.6b 中の矢印)．20 m より深部は裸孔となっており，壁面の小さな穴や亀裂から気泡が管内に流入している (Fig. 2.6c)．ボアホールカメラの映像では時々揺らぎが確認されており，高温の熱水が流入してきていることを反映していると考えられる．管の最底部は深さ 27.2 m の位置にあり，この深さでの管断面は楕円形状であった (Fig. 2.6d)．管底部は塵やカッティングスで埋められており，また，詳細はわからないがケーブルのようなものが存在していた (Fig. 2.6d の矢印)．

以上から，管内の映像観測結果および鹿部温泉地域の調査報告に基づき，しかべ間歇泉の熱水供給系の概念モデルを提案する (Fig. 2.6e)．しかべ間歇泉の上昇経路は上部 20 m がケーシングパイプであり，下部約 7.2 m が裸孔となっている．高温水は沸騰泉地域周辺の熱水上昇域 (福富・他, 1963 および Fig. 2.2b) から，管周囲に存在する帯水層を通して裸孔から流入していると考えられる (Fig. 2.5e)．帯水層の深さ分布はわからないが，しかべ間歇泉周辺に存在する温泉の孔底深さが 16 m (蒸し釜) から 100 m (吉の湯・鹿の湯) の範囲であるため，少なくとも裸孔の幅よりも広く分布すると考えられる．

2.5.2 噴出サイクル

地上観測データおよび管内の観測データから，しかべ間歇泉は噴出サイクルにおいて 4 つのプロセス— (1) 水位回復期間，(2) 湧出期間および Preplay，(3) 噴出期間，そして (4) 緩和期間—を繰り返すことがわかった．上記のプロセ

スは他の多くの間歇泉でも確認されている (e.g., Kieffer, 1984). Fig. 2.7 には噴出サイクルの各プロセスにおいて撮影された写真を示した. また, Fig 2.8 には, およそ 3 回の噴出サイクルに対応する, 噴出口から 20 m における圧力および温度の時系列データ, そして噴出口と噴出口から 0.3 m 上部における温度の時系列データを示した. 以下では, 各プロセスについて観測データの特徴を記述する.

水位回復期間 水位回復期間では, 管内において水面が噴出口に向かって徐々に上昇する (Fig 2.7a). Fig. 2.8a を見ると, 管内の深さ 20 m における圧力は指数関数的な上昇を示す. また, 同深度における温度は, 最初の約 150 秒は上昇するが, その後次第に低下する傾向を示す (Fig. 2.8a). 噴出口直上および噴出口から 0.3 m 上部の温度は, センサーが周囲大気に冷却されるため時間とともに低下する (Fig. 2.8b). 噴出口直上の温度センサーは, 0.3 m 上部に比べてより管内から放出される蒸気や高温の空気に曝されるため, 高温の値を示している.

湧出期間および Preplay 水面が噴出に到達すると, そのまま静かに湧出し始める (Fig. 2.7b). 湧出中は水位が変化しないため, 深さ 20 m の圧力はほぼ一定の値を示す (Fig. 2.8a). 同深度の温度も約 113.5–114 °C を示し, ほとんど変化しない. 噴出口直上の温度は, 湧出する熱水の温度を反映して急速に約 100 °C まで上昇し, その後さらに湧出の継続とともに上昇する (Fig. 2.8b). 噴出口から 0.3 m 上部の温度は, センサーが湧出する熱水の蒸気と触れるため, 徐々に上昇する (Fig. 2.8b). 湧出開始直後は水面にほとんど気泡が見られないが, 湧出の継続とともに上昇してくる気泡の数と大きさが増加する. 噴出の数 10 秒前には激しい気泡の上昇のために水面位置が定かではなくなり, 噴出口の周囲に熱水の飛沫を上げるようになる (Fig. 2.7c). このような噴出直前に生じる小規模の噴騰現象は, 噴出の前駆期間として Preplay と呼ばれる (e.g., Kieffer, 1989; Karlstrom et al., 2013).

噴出期間 噴出期間では熱水が勢いよく噴出し, 噴出口から高さ 7 m に取り付けられた防止板に到達する (Fig. 2.7d). 管内の深さ 20 m では, 熱水の流出に伴って圧力が急速に低下する (Fig. 2.8a). 同深度での温度は最初の約 60 秒で約 1.5 °C 上昇し, その後大きな振動を伴いながら低下する (Fig. 2.8a). 噴出口から 0.3 m 上部の温度は噴出する熱水の温度を反映して約 100 °C まで上昇する (Fig. 2.7b). 約 2 分噴出の勢いを継続したのちに, 噴出の高さが徐々に低下し, 噴出が終了する. 熱水が噴出口から放出されなくなると, 噴出口直上と 0.3 m 上部の温度は急速に低下し始め (Fig. 2.8b), 管内の圧力は下限値に達する (Fig. 2.8a).

緩和期間 噴出が終了した後は、水蒸気のみが噴出口から放出されており、管内では発泡の継続を示唆するような轟音が聞こえるが、次第に沈静化する (Fig. 2.7e). 噴出サイクルは次の水位回復期間に移行し、管内の圧力および温度は再び上昇する (Fig. 2.8a).

2.5.3 地盤変動の傾向

Fig 2.9 に 2022 年 1 月 11 日 00:32–01:06 に観測された傾斜計の時系列データを示した. 管内の圧力・温度観測を実施していた時間帯は、傾斜計周辺での作業による人工的なノイズが大きいため、Fig 2.9 には深夜の時間帯におけるデータを選択した. 傾斜計の応答は地下の帯水層やバブルトラップにおける圧力変化を反映した地盤変動を示すと期待される. しかし、本観測では傾斜計を噴出口から約 6 m 離れた位置に設置しており、帯水層の深さに対応すると思われる管の深さ (20–27.2 m) に対して極めて近距離であるため、もし地下の圧力変動域が管の周辺で広がりを持つ場合、傾斜計の動径成分は卓越しない可能性がある. 従って、本研究では傾斜変動データにおける動径成分および接線成分の時間関数の傾向に着目する. Fig. 2.9 を見ると、動径成分および接線成分の変化率は噴出期間に増加してピークに達し、その後反転する. 噴出が終了してから数分後に両成分は初期状態に戻り、前述と同様の時間変化を繰り返している. Fig. 2.10 には傾斜変動データのスタッキング波形を示した. スタッキング波形は、噴出開始時間を基準として、正に 110 秒、負に 500 秒の範囲でデータを切り出し、平均することで求めた. Fig. 2.10 を見ると、約 150 秒から動径方向および接線方向の変化率が反転し、噴出期間でさらに増加し、ピークに達する傾向が共通して見られる. ただし、管内の圧力は湧出期間においてほぼ一定を示すが (Fig. 2.8a)、傾斜変動は動径成分、接線成分ともに噴出前の約 300 秒間 (Fig. 2.10 中の 200–500 秒) で変化率がほとんど一定であり、水位回復期間から湧出期間における圧力変化の傾向を反映していない. また、傾斜ベクトルを見ると、傾斜ベクトルの主軸は噴出口に対して -54° を向いており、主軸の方向は噴出サイクルを通してほとんど変化していない.

2.5.4 噴出時における管内の映像観測

通常の噴出状態での湧出期間および噴出期間において、噴出口および噴出口から約 26 m の深さでビデオカメラを用いて撮影された映像のスナップショットを Fig. 2.11 に示した. 湧出期間において、噴出口では熱水が穏やかに湧出しており、孔底では小さな気泡が時々上昇している様子が確認できる (Fig. 2.11a). 噴出

期間に迫るにつれて、噴出口では気泡の数が増加しているが、孔底ではほとんど変化が見られない (Fig. 2.11b). 噴出口で噴出が開始すると、直後に孔底でも気泡が発生し始め、時間とともに急速にその数が増加する (Fig. 2.11c, d). 気泡は孔底および孔壁の亀裂や穴からも流入しているように見える. ボアホールカメラに内蔵された温度センサーは噴出期間中は 113.5–114.5 °C を示している (Fig. 2.11a–d).

2.5.5 熱水の噴出量

計測した熱水の噴出量は、湧出期間中および噴出期間中の流出量の和に対応する. 10 回の噴出サイクルで計測した噴出体積の平均値は 0.42 m^3 である. 熱水の密度として $\rho_w = 960 \text{ kg/m}^3$ ($1.0 \times 10^5 \text{ Pa}$, $100 \text{ }^\circ\text{C}$) を用いると、1 回の噴出サイクルあたりの噴出質量は平均 403 kg となる. 測定した噴出質量の最小値は 298 kg, 最大値は 499 kg であった. ここで、噴出量とそれに対応する噴出継続時間の関係を Fig. 2.12 に示した. 噴出継続時間の平均値は 116 秒であり、最小値は 98 秒, 最大値は 155 秒となる. Fig. 2.12 を見ると、噴出量と噴出継続時間は正の相関を示すことがわかる.

2.5.6 流出したガスと熱水の化学成分

湧出期間において噴出口から放出されるガス相の化学成分の分析結果を Table. 2.1 に示した. 分析結果より、放出されるガス相のうち非凝縮性ガスは CO_2 が主要成分で、88 vol% を占めることがわかった. CO_2 以外の 12 vol% が R-gas であり、そのうち N_2 が 98 vol% を占めている. 温泉水の分析結果を、現地分析および室内分析についてそれぞれ Table. 2.2 および Table. 2.3 に示した. 温泉水は Na–Cl タイプであり、pH は平均 7.72 であるため、全炭酸化学種のうち炭酸水素イオンが主要成分であるとわかる. 現地分析および室内分析によって測定された炭酸化学種の平均モル濃度はそれぞれ 4.98 mmol/L, 6.01 mmol/L であるが (Table. 2.2, Table. 2.3), 両者の違いは無視できる程度である. 以上の結果から、湧出中に採取されたガス中の CO_2 は、温泉水に含まれる炭酸化学種が CO_2 ガスとして放出されたものであるとわかる. また、Table. 2.3 を見ると、湧出開始から 0 min, 1 min, 2 min 後に採取された温泉水中の HCO_3^- のモル濃度は平均で 5.93 mmol/L, 6.00 mmol/L, 6.89 mmol/L を示しており、誤差の範囲内である可能性があるものの、湧出開始から噴出にかけて液相中の炭酸化学種の濃度が上昇する傾向がある.

2.6 議論

2.6.1 水位回復期間における熱水供給条件

管内のボアホールカメラを用いた観測結果から、しかべ間歇泉の熱水上昇経路は上部 20 m のケーシングパイプと下部 7.2 m の裸孔から構成されることがわかった (Fig. 2.6). また、管内の映像から、裸孔部分において壁面の亀裂や穴から熱水が流入している様子を確認した. すなわち、しかべ間歇泉では上昇経路内の 20 m 以深で帯水層から熱水が供給されていると考えられる. 地下水流動の理論に基づけば、熱水は動水勾配に従って熱水上昇領域 (以下、熱水貯留層と呼ぶ) から帯水層を通して上昇経路に供給されるため (Fig. 2.6e), ダルシーの法則を用いることで熱水貯留層および帯水層の水理パラメータを推定できる. 幾つかの先行研究に従って (Kedar et al., 1998; Rudolph et al., 2012; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b), 熱水貯留層から上昇経路に供給される熱水の体積流量 Q は、上昇経路内の水位, $H(t)$, および熱水貯留層の静止水頭, H_∞ (Fig. 2.6e), を用いて以下のように表せる.

$$Q = S \frac{dH}{dt} = -g\alpha (H(t) - H_\infty) \quad (2.1)$$

ここで、 S は上昇経路の断面積 (映像観測結果からは管上部にスケールの沈着が認められたが、簡単のために全ての深さで一定と仮定する), g は重力加速度である. 式 2.1 は水位の上昇速度が水位と静止水頭の差に比例することを意味する. Fig. 2.8a の水位回復期間における圧力変化に着目すると、圧力の増加率は時間とともに低下する傾向が見て取れ、水位の上昇過程は式 2.1 に従うと予想される. 式 2.1 中の比例係数 α は貯留層および帯水層の水理パラメータに関連しており (例えば、浸透率、帯水層の幅や長さ), 以下のように表せる.

$$\alpha = \frac{A \rho_w k}{L \mu_w} \quad (2.2)$$

ここで、 A は上昇経路のうち熱水の供給が行われる領域の表面積, L は帯水層の長さ, k は帯水層の浸透率, ρ_w および μ_w はそれぞれ液相の水の密度と粘性である. ここで、鉛直上向きを正として、 $H = 0$ を噴出口の高さ、噴出直後の水位が上昇し始める初期水位を H_0 , また水位が H_0 にある時の時間を $t = 0$ として、式 2.1 を積分すると以下の式が得られる.

$$H(t) = H_\infty - (H_\infty - H_0) \exp\left(-\frac{\alpha g}{S} t\right) \quad (2.3)$$

上式は H_0 を初期水位として、時間 t 経過した時の水位を表している.

Fig. 2.8a の圧力データを静水圧と仮定した上で、水の密度と重力加速度 ($\rho_w = 960 \text{ kg/m}^3, g = 9.81 \text{ m/s}^2$) で割ることで水頭に変換し、水位回復期間中における水頭変化の観測値に式 2.3 を最小二乗法でフィッティングすることで、熱水貯留層の静止水頭 H_∞ 、比例係数 α 、そして初期水位 H_0 を推定した。上昇経路の断面積 S は、半径を 0.075 m として計算した。まず、深さ 20 m で観測した 6 回の噴出サイクルにおける圧力データから、湧出開始時間を基準に負に 370 秒 までのデータを水位回復期間に対応する圧力変化と見做して抽出した。次にそれぞれの圧力データを水頭に変換した上でスタックすることで、水位回復期間における平均的な水頭変化データを作成した。各パラメータの信頼区間を推定するために、ブートストラップ法を用いて水頭データから 1000 回のサンプリングを行い、それぞれのサンプルに対して最小二乗法を適用した。フィッティングの結果、静止水頭は $H_\infty = 4.24 \pm 0.09 \text{ m}$ 、初期水位は $H_0 = -8.56 \pm 0.01 \text{ m}$ 、そして比例定数は $\alpha = (5.57 \pm 0.06) \times 10^{-6} \text{ m s}$ と求められた (Fig. 2.13b)。しかべ間歇泉の静止水頭は地表面から数 m の範囲内で推定されており、これはチリの El Jefe geyser やロシアの Bannyi Geyser など、他の間歇泉でも報告されている特徴と対応する (Shteinberg et al., 2013; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b)。

Munoz-Saez et al. (2015a), (2015b) はチリの El Tatio にある El Jefe geyser で比例係数 α を 10^{-4} のオーダーで推定している。しかべ間歇泉で推定された α の値は El Jefe geyser のそれに比べて 2 桁小さいが、この差異は帯水層の構造や浸透率の違いに起因すると考えられる。ここで、熱水供給域の表面積 A の値として管の裸孔部分の表面積 (管断面の円周 ($\sim 0.47 \text{ m}$) と裸孔部分の長さ ($\sim 7 \text{ m}$) の積) を用い、帯水層の長さを $10\text{--}100 \text{ m}$ の範囲と仮定すると、式 2.2 を用いることで帯水層の浸透率を $10^{-12}\text{--}10^{-11} \text{ m}^2$ と推定できる (Fig. 2.14 の実線)。ただし、式 2.2 は地下水の 1 次元的な流れを仮定している。実際には、管が層状に広がる帯水層に達している場合は 2 次元、あるいは 3 次元的な流れの場合において熱水が供給されていると想定される。そこで、円筒 2 次元座標で表したダルシーの式

$$v_r = -\frac{k}{\mu_w} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (2.4)$$

を、管を中心とした動径方向である r 方向のみの流れを仮定して積分すると、円筒 2 次元形式での比例定数 α が得られる (湯原・瀬野, 1969)。

$$\alpha = \frac{2\pi\rho_w kW}{\mu_w \log \frac{L}{r_c}} \quad (2.5)$$

ここで、 W は帯水層の幅、 r_c は管の半径である。式 2.5 を用いて浸透率 k を計算したところ、 $1 \times 10^{-13}\text{--}2 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ と推定された (Fig. 2.14 の破線)。以上か

ら、式 2.2 の 1 次元モデルと式 2.5 の円筒 2 次元モデルで計算された浸透率は、それぞれしかべ間歇泉の帯水層におけるおおよその上限値と下限値に相当すると考えられる。しかべ間歇泉は鹿部温泉の沸騰泉地域に位置しているため、沸騰泉地域直下に存在すると思われる熱水上昇域から熱水が供給されていること（福富・他, 1963; Fig. 2.2, Fig. 2.6e）を踏まえると、しかべ間歇泉周辺の地下水流動場が 2 次元であったとしても、相対的に熱水上昇域方向からの流れが卓越すると考えられる。すなわち、しかべ間歇泉周辺の帯水層の浸透率は、1 次元モデルおよび 2 次元モデルによる推定値の中間的な範囲の値を取り得る（Fig. 2.14 のハッチ部分）。 10^{-13} – 10^{-11} m^2 の範囲の値は、地下水帯水層（ $> 10^{-14}$ m^2 ）や地熱貯留層（ 10^{-13} – 10^{-11} m^2 ）で測定された浸透率とよく対応しており（Ingebritsen et al., 2006）、推定結果が妥当であることを示す。

しかべ間歇泉における、熱水貯留層から帯水層を通して管に熱水が供給される過程は、式 2.1 のようにダルシーの法則を仮定している。しかし、レイノルズ数が大きくなるような流速が速い場合（Bear (1979) や Freeze and Cherry (1979) によれば、 $Re \sim 5$ で層流から乱流に遷移し non-Darcian flow が現れる）はダルシー流を仮定できなくなる。また、帯水層の空隙内で気相が発生する場合は相対浸透率を取り入れたダルシーの法則を用いる必要がある（e.g., Ingebritsen et al., 2006）。実際、管内の映像観測では裸孔の壁面に小さな割れ目や穴の存在が確認されており、管周辺の帯水層内では局所的に破碎帯が形成されている可能性を示唆している。しかし、亀裂が帯水層全体で接続しておらず、多孔質媒質が支配的であれば、帯水層内の水の流れはダルシー流に従うと見なすことができる。さらに、噴出期間において既に脱ガスが生じているため、放熱と増圧が進む水位回復期間では気相の発生はわずかであると考えられる。推定された浸透率の値が一般的な地下水帯水層で得られた値と一致している（Ingebritsen et al., 2006）という事実も本仮説を支持している。式 2.3 を用いた理論値は観測値をよく説明しており（Fig. 2.13a）、本研究におけるダルシー流の仮定が、少なくとも水位回復期間においては、妥当であることを示していると考えられる。局所的な浸透率の不均質性や異方性は、地下水帯水層や地熱貯留層において一般的であり、例えばコアスケールとその場スケールでは浸透率の値に数桁の違いが生じる場合がある（Ingebritsen et al., 2006）。本研究で推定された浸透率の値は、しかべ間歇泉周辺の帯水層における代表的な値を示すと言えるだろう。

2.6.2 噴出の前駆プロセス

管内を上昇する水面が噴出口に到達し湧出し始めると、噴出口の温度は直ちに 100 °C 付近まで上昇する (Fig. 2.8b). 言い換えれば、水位回復期間において、管内を上昇する熱水温度はたとえ水面付近であっても、放熱による温度低下はほとんど生じていない。湧出期間中は、噴出口に向かって上昇する気泡の数が時間とともに増加する。これらの気泡は水の沸騰と CO_2 の発泡によって生じていると考えられる。噴出口では湧出の進展に従って気泡の増加が見られるが、深さ 26 m の管深部ではほとんど変化が見られない (Fig. 2.11a, b). ここで、噴出に向かう管内での急激な気泡発生を駆動するプロセスとして、先行研究に基づけば以下の 2 つの仮説を提示できよう：浅部に存在するわずかに低温の熱水が湧出および気泡の生成によって取り除かれ、深部にある高温な熱水が上昇することで減圧沸騰を引き起こす (福富, 1942a, 1942b, 1942c; Kieffer, 1984; Nishimura et al., 2006; Karlstrom et al., 2013), あるいは管の側方にバブルトラップが存在しており、バブルトラップから排出される水蒸気が管内の熱水に熱を供給することで沸騰を駆動する。特に、近年物理観測や室内実験から、バブルトラップから排出される気泡が、間歇泉の噴出プロセスにおいて熱を輸送する役割を持つと示唆されている (Belousov et al., 2013; Adelstein et al., 2014; Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b; Eibl et al., 2021).

しかし、しかべ間歇泉では、湧出を開始する段階で熱水温度は 100 °C に近い状態であり (Fig. 2.8b), 管深部では噴出を開始するまでほとんど気泡が生じていない (Fig. 2.11a, b). 仮に深部から上昇してくる気泡が管内の水に熱を供給していたとしても、孔底や孔壁から流入する気泡は過熱蒸気ではないため、熱水温度を上昇させる効果は小さいと考えられる。ここで、簡単な熱力学計算に基づいて、仮説 1 および仮説 2 のプロセスにおける熱輸送効率を比較する。圧力一定で初期温度 T_a の水に満たされた体積 V の検査体積を考える。仮説 1 では、湧出によって検査体積内の低温な熱水が取り除かれ、高温の熱水が供給されることで温度が上昇する。ここでは、湧出率および供給率が等しいと仮定し、 q_l とする。深部から比エンタルピー h_{ls} の熱水が検査体積内に流入し、瞬時に周囲の熱水と混合して比エンタルピー $h(t)$ の熱水が流出する状況を考えると、熱エネルギーの収支から検査体積内の温度変化は以下のように表せる。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{q_l(h_{ls} - h)}{\rho_l V C_p} \quad (2.6)$$

ここで、 C_p は液相の水の低圧比熱、 ρ_l は液相の水の密度である。式 2.6 を初期条

件 $T(0) = T_a$ のもとで積分すると、以下の方程式が得られる。

$$T - T_a = \frac{h_{ls} - h_{la}}{C_p} \left[1 - \exp \left(-\frac{q_l}{\rho_l V} t \right) \right] \quad (2.7)$$

次に、仮説 2 については、検査体積内に比エンタルピー h_{gs} の過熱蒸気が供給率 q_g で流入し、凝縮して液相へ変化する際に完全に熱を放出することで温度が上昇すると仮定する。水蒸気の質量は液相の水に対して無視できるほど小さいため、検査体積からの流出は考えない。この時、検査体積内の温度変化は以下のようになる。

$$T - T_a = \frac{q_g h_{gs}}{\rho_l V C_p} \quad (2.8)$$

式 2.7 および式 2.8 を用いて検査体積内の温度変化を比較する。検査体積はしかべ間歇泉のケーシングパイプ 1 m に相当する体積を与え、 $T_a = 90^\circ\text{C}$ とする。仮説 1 では $T_s = 105^\circ\text{C}$ の熱水が速度 0.01 m/s で供給されたとする。仮説 2 では供給される水蒸気の温度は 105°C および 130°C の二通りを考える。比エンタルピーには温度に対応する飽和条件の値を用いる。また、水蒸気の供給率 q_g は仮説 1 の供給率 q_l と水蒸気の質量分率 x の積 (xq_l) とする。水蒸気の質量分率 x は、水蒸気の体積分率 α を用いて以下の式を用いて計算する。

$$x = \frac{\rho_g \alpha}{\rho_l (1 - \alpha) + \rho_g \alpha} \quad (2.9)$$

湧出期間において管深部からは著しい気相の上昇は見られない観測事実を考慮し、 $\alpha = 0.3$ とする ($\alpha = 0.2 \sim 0.3$ が気泡流からスラグ流に遷移する時の気相体積分率として一般的に用いられている, e.g., Taitel et al., 1980)。式 2.7 および式 2.8 の C_p は 4200 J/kg/K を用いる。なお、水の熱物性値は IAPWS-IF97 (日本機械学会, 1999) に基づいて計算する。以上の条件のもとで 100 秒計算した結果を Fig. 2.15 に示す。Fig. 2.15 を見ると、仮説 2 のプロセスにおける温度上昇率は、 130°C の過熱蒸気を供給した場合であっても、仮説 1 に比べて著しく小さい。従って、大谷 (1961) で指摘されていたように、しかべ間歇泉においては高温熱水の上昇による減圧沸騰が噴出を駆動する仮説が妥当である。

2.6.3 管深部で発生する気泡について

噴出期間の開始では、管上部の熱水が排出され急速に減圧するため、沸騰面が深部へ伝搬して噴出が促進される (self-enhancing process)。ボアホールカメラによる観測から、噴出開始直後に深さ 26 m で急速に気泡が生じる様子が確認さ

れた (Fig. 2.11c, d). ここで、噴出サイクルにおける深さ 20 m の温度と圧力の関係を Fig. 2.16 に示す. Fig. 2.16 の赤実線で示されるように、深さ 20 m の水温は常にその圧力下での純水の沸点を下回っている. つまり、純水の沸騰のみを考慮した場合は > 20 m の深さでは気泡は生じ得ず、ボアホールカメラによる観測結果に反する. そこで、管深部の高圧条件でも気泡が発生する要因について二つの仮説を提示する：1. 噴出による管内の減圧によって沸騰し得る温度の熱水が帯水層から供給されている、あるいは 2. CO₂ のような非凝縮性ガスが水に溶解しているため沸点が低下し、純水が沸騰し得ない深さでも沸騰が生じる.

2.6.2 節でも議論した通り、管の裸孔部分に見られる穴や亀裂を通して一定の体積を持つバブルトラップが管に接続しており、過熱蒸気を蓄積し管内に排出している可能性は否定できない. 純水を考えた場合、噴出開始直後に深さ 20–27 m で沸騰するためには水温は約 132–139 °C の範囲でなければならない (静水圧を仮定する). しかし、しかべ間歇泉でそのような高温水が管内に流入しているとは考えにくい. 鹿部温泉一帯における先行研究によれば、しかべ間歇泉から最も近傍にある沸騰泉の最高温度は 114 °C と報告されており (アクアジオテクノ, 2014)、温泉水の温度は沸騰泉地域から離れるほど低下する傾向がある (福富・他, 1963). 鹿部地域における地熱ポテンシャル評価を目的とする掘削調査でも、鹿部温泉地域で深さ 10 m に高温水 (> 114 °C) が存在するという証拠は得られていない (山口・他, 1967; 早川・他, 1970).

2.5.6 節で述べた通り、しかべ間歇泉では、湧出期間中に採取された非凝縮性ガスのほとんどが CO₂ であり、湧出する温泉水にも同様に多くの炭酸化学種が含まれることが明らかになった. しかべ間歇泉周辺にある温泉の化学調査からも、鹿部温泉地域の温泉水には炭酸化学種が含まれることが示されている (太秦・他, 1959). ボアホールカメラを用いた観測では、地上から管内に冷水を供給し、熱水温度を低下させている状況でもわずかな気泡の上昇が見られた (Fig. 2.6b). これらの観測事実から、管内に供給される温泉水は CO₂ に富んでおり、温泉水に溶解している CO₂ ガスが管深部における気泡生成に寄与していることが示唆される.

CO₂ を含む水の沸点は、水の全圧が純水の飽和圧力と CO₂ の分圧の和に等しくなるときに気泡が形成されるという仮定に基づいて推定できる (Hurwitz et al., 2016).

$$P_{total} = P_{H_2O}^{sat} + P_{CO_2} \quad (2.10)$$

ここで、 P_{total} は水の全圧、 $P_{H_2O}^{sat}$ は純水の飽和圧力、そして P_{CO_2} は CO₂ の分圧である. 水の飽和圧力は IAPWS-IF97 (日本機械学会, 1999) を用いて計算する.

CO₂ の分圧はヘンリーの法則に従って、以下の式を用いて計算する.

$$P_{\text{CO}_2} = k_H \cdot x \quad (2.11)$$

k_H はヘンリー定数, x は CO₂ のモル分率である. CO₂ のヘンリー定数は Carroll et al. (1991) が提案した以下の経験式を用いる.

$$k_H = \exp \left(-6.8346 + 1.2817 \times \frac{10^4}{T} - 3.7668 \times \frac{10^6}{T^2} + 2.997 \times \frac{10^8}{T^3} \right) \quad (2.12)$$

式 2.12 は、特に $< 1 \text{ MPa}$, $0 < T < 160 \text{ }^\circ\text{C}$ の低圧条件において実験値と良い対応を示す. しかべ間歇泉において、湧出期間に採取された温泉水に含まれる炭酸化学種のモル濃度は平均 6.01 mmol/L であるから (Table. 2.3), モル分率に変換すると 1.13×10^{-4} が得られる. 湧出期間中に採取された温泉水はすでに脱ガスしているため、管深部において液相中に含まれる CO₂ モル分率は 1.13×10^{-4} よりも高いと予想される. そこで、深さ 20 m における、溶解 CO₂ を含む水の沸点を、CO₂ のモル分率 1.0×10^{-4} , 2.0×10^{-4} , そして 5.3×10^{-4} (深さ 20 m で想定される温度圧力条件 ($114 \text{ }^\circ\text{C}$, $2.85 \times 10^5 \text{ Pa}$) における飽和濃度) について計算した (Fig. 2.16). なお、我々の観測では、N₂ ガスの放出も確認されており (Table. 2.1), 溶解 N₂ もその分圧により飽和温度に影響を与える可能性がある (Hurwitz et al., 2016). しかし、しかべ間歇泉では、N₂ と CO₂ の体積分率の比から (Table. 2.1), N₂ の分圧は CO₂ のそれに比べて非常に小さいと予想される. 加えて、N₂ の溶解度は CO₂ のそれに比べて著しく低く、高温条件ではより低くなるため、液相における N₂ 濃度の影響は CO₂ に対して非常に小さくなると考えられる. すなわち、しかべ間歇泉では N₂ の分圧による影響は CO₂ に対して無視できる. 従って、本研究では溶解ガス成分の影響について CO₂ にのみ焦点を当てる.

Fig. 2.16 に示された通り、深さ 20 m における熱水の飽和温度は、溶解 CO₂ を考慮した場合に著しく低下し、飽和温度の低下量は CO₂ のモル分率が高いほど大きい. Hurwitz et al. (2016) はイエローストーン国立公園にある複数の温泉で沸点と CO₂ や N₂ 濃度との関係を調査し、水に溶解する非凝縮性ガスが気泡の発生条件に影響を与えると指摘している. また、Ladd and Ryan (2016) は Spouter Geyser で CO₂ 濃度の時間変化と噴出サイクルとの関係を調べ、CO₂ 濃度が噴出前に上昇し、噴出中に低下する傾向を見出した. 彼らは浅部の帯水層から CO₂ に富んだ地下水が供給されるため上昇経路内の CO₂ 分圧が上昇し、気泡が発生することで噴出を駆動すると解釈している. Kiryukhin (2016) と Kiryukhin and Karpov (2020) はロシアの Valley of Geysers にある Velikan Geyser や Shaman Geyser での化学調査および TOUGH2 を用いたシミュレーションによって溶解

CO₂ ガスが間欠的噴出に寄与していることを実証した。また、アメリカの Cristal Geyser や Tenmile Geyser, 中国の ZK10 のように、溶解 CO₂ の発泡によって噴出する低温の間歇泉が存在する (Lu et al., 2005; Han et al., 2013; Watson et al., 2014; Cai et al., 2021; Piao et al., 2022)。上記のような CO₂-driven cold-water geyser の噴出周期性は、CO₂ の発泡が急速に進展する self-enhancing process と脱ガスによって CO₂ 濃度が低下する self-limiting process に支配されている (Lu et al., 2005; Han et al., 2013; Watson et al., 2014; Cai et al., 2021; Piao et al., 2022)。しかべ間歇泉の場合、溶解 CO₂ はその分圧により水蒸気の表面張力を下げることによって沸点を低下させ (Brennen, 1995)、純水で期待されるよりも深部で沸騰を促進する役割を担うと考えられる (Lu and Kieffer, 2009; Hurwitz et al., 2016; Kiryukhin et al., 2016; Ladd and Ryan, 2016)。

溶解 CO₂ の分圧による影響に加えて、気泡の不均質核形成およびキャビテーションも気泡生成を促進する要因かもしれない。しかべ間歇泉の孔壁は特に裸孔部分で凹凸などによって粗いため、粗い壁面の近傍を水が流れることによって、水温が沸点以下でも気泡が形成される可能性がある (Brennen, 1995)。さらに、噴出期間においては管内で大きな圧力変動が生じるとともに流速が上昇することで、キャビテーションが発生すると考えられる (Vandemeulebrouck et al., 2014)。しかし、これらのプロセスについては本研究の観測結果から詳細に議論することは難しいため、気泡発生の一つの要因として提示するに留める。

2.6.4 噴出期間における熱水の過剰供給

深さ 20 m で観測された圧力が静水圧を反映すると仮定し水位に変換すると、水位は噴出停止直後に噴出口から深さ約 8–9 m まで低下すると推定できる。管内の水位低下量は熱水の噴出量の一部であるため、少なくとも平均 0.15 m³ の熱水が噴出していることになる。しかし、直接測定された熱水の噴出体積は平均 0.42 m³ であり、管内の水位低下量の 2.8 倍にあたる。両者の違いは、噴出期間において > 0.2 m³ の熱水体積を埋め合わせるだけの過剰な供給プロセスが生じていることを示唆している。

測定された熱水の噴出体積、すなわち、1 回の噴出サイクルにおける総噴

出体積は、

熱水の総噴出体積

$$\begin{aligned} &= \text{湧出期間に流出した熱水体積} \\ &+ \text{噴出停止直後に空になった管の体積} \\ &+ \text{噴出期間に帯水層から供給される熱水の体積} \end{aligned}$$

を満たす。したがって、上記の関係を用いると、噴出期間における熱水の管内への供給量を推定できる。湧出期間に流出した熱水体積は、2.6.1 節で推定した静止水頭を用いて式 2.1 を時間積分することで得られる。式 2.1 における H は湧出期間における圧力の値を水頭に変換して与えた。よって、上記の関係から噴出期間中の熱水供給体積が求められれば、それを噴出継続時間で割ることで平均供給率を推定できる。以上の計算から噴出期間における平均供給率は $(2.21 \pm 0.48) \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ と求められた。一方で、水位回復期間において最初の 100 秒間で上昇した水位量（式 2.1 から水位が上昇するほど供給率が低下することを考慮する）から、平均供給率を推定すると $(5.53 \pm 0.43) \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ となる。両者の値を比較すると、噴出期間における熱水の平均供給率は、水位回復期間のそれに比べて約 4 倍大きい。この結果は、噴出期間では、水位回復期間においてダルシーの法則から期待される、熱水貯留層と管内の圧力差に比例する供給率（式 2.1）に比べて急速な供給が生じていることを示している。2.6.3 節では、熱水に溶解している CO_2 が沸点を低下させるため、噴出期間において管深部でも気泡が発生している可能性を指摘した。また、管内のボアホールカメラを用いた観測から、裸孔部分で孔壁の穴や割れ目から熱水が気泡とともに流入する様子を確認した（Fig. 2.11c, d）。したがって、管周辺の帯水層内には穴や亀裂からなる空洞が存在しており、噴出が開始すると空洞内でも水蒸気と CO_2 からなる気泡が減圧によって発生し、膨張することで帯水層内の熱水を管内に押し出している可能性が考えられる。

2.6.5 特異な傾斜変動パターンについて

傾斜計の記録は地下の圧力変動を反映すると期待されるため、その時系列データの傾向は水位回復期間では圧力上昇、噴出期間では圧力低下を示すと考えられる。傾斜ベクトルは噴出口の方向を向いていないが、その主軸は噴出サイクルを通して高い直線性を維持しており（Fig. 2.10c）、傾斜変動は水位回復期間、噴出期間ともに同一の圧力源で生じる変動を反映していると考えられる。Nishimura et al. (2006) は宮城県の鬼首間歇泉での傾斜観測から、地盤変動が水位回復期間における増圧および噴出期間における減圧に対応する可能性を指摘した。Rudolph

et al. (2012) もカリフォルニア州の Old Faithful geyser of Calistoga で類似の傾斜記録が得られ、Nishimura et al. (2006) と同様の結論を導いている。しかし、しかべ間歇泉では、動径成分および接線成分ともに噴出期間で変化率が大きくなるという、特異な変動パターンを示している (Fig. 2.9, Fig. 2.10)。水位回復期間における傾斜変動の傾向が地下の圧力増加を反映すると仮定した場合、噴出期間における傾斜変動はさらなる増圧を反映する可能性がある。しかべ間歇泉の管上部はケーシングパイプであるため、管内での流動に伴う地盤変動が生じているとは考えにくい。噴出期間において帯水層内の圧力増加を引き起こす要因としては、帯水層内の多孔質媒質領域において気泡が存在している場合、噴出に伴う圧力変動が伝播することによって rectified diffusion が発生しているかもしれない (Sturtevant et al., 1996)。

2.6.6 しかべ間歇泉の概念モデル

しかべ間歇泉における噴出サイクルの概念モデルを Fig. 2.17 に示した。管の裸孔部分は周囲の帯水層と接続しており、帯水層は多孔質媒質および空隙や亀裂から構成されていると考えられる。CO₂ を含む高温の熱水が熱水貯留層から帯水層を通して管内に供給される (Fig. 2.17a)。しかべ間歇泉で見られる基本的な噴出プロセスは福富 (1942a), (1942b), (1942c), Kieffer (1984), 大谷 (1961), そして Nishimura et al. (2006) で提案されている減圧沸騰モデルに従うと考えられるが、加えて CO₂ が関与する気泡発生プロセスおよび帯水層からの過剰供給プロセスを考慮する必要がある。

水位回復期間 水位回復期間では、熱水貯留層と管内の水頭差に比例する速度で水位が上昇する (Fig. 2.17a)。同様のプロセスはチリの El Tatio にある El jefe geyser やアメリカのイエローストーン国立公園にある Old Faithful Geyser, ロシアの Valley of Geysers にある Bannyi geyser でも観測されている (Kedar et al., 1998; Shteinberg et al., 2013; Munoz-Saez et al., 2015a)。約 114 °C の熱水が帯水層から流入しているが、管深部の水温はその圧力に対する純水の沸点には満たない程度である。この期間の最初には、帯水層からの熱水供給率が高く、深さ 20 m の温度は約 1 °C 上昇する (Fig. 2.8a)。その後、水位の上昇に対応して熱水供給率が低下する。また、深さ 20 m では、熱水の供給による加熱に対して、管周囲の地層への放熱や、管内の温度勾配に駆動される対流の効果が上回ることによって、水温が約 ~ 1.5 °C 低下すると考えられる (Fig. 2.8a)。水面付近の水温は周囲の地層や大気中へ

の放熱によって徐々に温度が低下する。

湧出期間および Preplay しかべ間歇泉の静止水頭は地表面よりも高いため (2.6.1 節), 管内の熱水は湧出し始める (Fig. 2.17b). 湧出が進展するにつれて, 管上部に存在していたわずかに低温な熱水が排出され, より高温の熱水が上昇してくる. 熱水温度が飽和温度に達すると, CO_2 を含む水蒸気の気泡が生成する. 気泡が生成している初期の段階では, 水温は比較的低温のため気相中の成分は CO_2 の寄与が大きいと考えられる. 気泡の数が増加すると管内の静水圧が低下するため, さらに気泡形成を促進する (Preplay に移行する). Preplay では, 多数の気泡が存在するため, 一部は合体して大きな気泡を形成してスラグ流のようになる. 大きな気泡はより多量の熱水を管内から排出して効率的に減圧を促進することで, 最終的には噴出を駆動する (Karlstrom et al., 2013).

噴出期間 減圧による水蒸気と CO_2 の気泡生成が急速に進展し激しい熱水の流出を駆動すると, 噴出期間が開始する (Fig. 2.17c). 液相に溶解している CO_2 によって飽和温度が低下するため, 純水が沸点に達しない深さであっても, 気泡の形成が生じ得る (Fig. 2.17c). 加えて, 熱水は, 管内だけでなく周囲の帯水層における空隙や亀裂内でも飽和温度に達し, 気泡を生成する. また, 孔壁で不均質核形成が生じたり, 圧力変動や急速な流れによってキャビテーションが生じたりすることによって, 上記の気泡形成プロセスを促進している可能性がある. 帯水層内では気泡の形成と膨張によって管内への熱水供給を増大させることで, 噴出の強度が維持されるとともに噴出量が増加すると考えられる. 深さ 20 m の温度は, 噴出期間の初期において帯水層からの熱水供給率が増加するため, 上昇する (Fig. 2.8a). 噴出が継続するにつれて, 熱水温度は, 熱水の急速な流れと潜熱の放出によって大きな変動を伴いながら低下する (Fig. 2.8a). 類似した現象として, Munoz-Saez et al. (2015a) は El Jefe geyser で噴出期間中に上昇経路の下部において水温の上昇を観測しており, 深部に存在するバブルトラップから放出された水蒸気の潜熱と解釈した. しかべ間歇泉に関しては, 観測された水温の上昇は単に周囲からの熱水の流入に応答しているためと考えられる.

緩和期間 噴出が停止すると, 管内で熱水の沸騰が徐々に緩和し, 管内と周囲の帯水層内は濃度の低下した CO_2 を含む熱水で満たされる (Fig. 2.17d). その後, 熱水貯留層から CO_2 に富む熱水が帯水層に供給され始め, 管内の水位は上昇を再開し, 水位回復期間に戻る. 続く水位回復期間において, 管内の CO_2 の濃度は相対的に浅部で低く深部で高くなるような不均一な分布になる

と考えられる．このような，上昇経路内における CO_2 濃度の不均一な分布は Watson et al. (2014) や Piao et al. (2022) による CO_2 -driven cold-water geyser の調査結果と類似している．

2.6.7 間歇泉の噴出ダイナミクスおよび熱水供給系への示唆

本研究では，ビデオカメラと温度・圧力センサーを用いた直接観測によって，しかべ間歇泉の上昇経路内における熱力学条件および流体力学プロセスを明らかにした．また，噴出口と管深部の映像記録を比較することで，噴出に伴う沸騰面の伝搬過程について示唆を与えた．これらの結果から，水に溶解している CO_2 が，特にその分圧によって沸点を低下させるという点で，噴出プロセスにおいて重要な役割を担うことがわかった．Hutchinson et al. (1997) もまた，Old Faithful Geyser の上昇経路内での映像観測によって深部からの気泡の上昇を確認しており，噴出に溶解 CO_2 が寄与している可能性を示した．Hurwitz et al. (2016) や Ladd and Ryan (2016) も， CO_2 の存在によって，純水の沸点よりも低温で気泡の形成が生じ得るというメカニズムを提示した．さらに， CO_2 を含む水蒸気の気泡が生じる膨張や凝縮のプロセスは，水蒸気単体の気泡の場合とは異なる挙動を示すと考えられ，この挙動の違いが噴出ダイナミクスに及ぼす影響も今後明らかにすべき重要な課題である．多くの水系や地熱系に存在する地下水は非凝縮性ガスを含んでいると期待される (Lu and Kieffer, 2009) ため，本研究の結果は，上昇経路内の熱力学プロセスおよび流体力学プロセスを把握し， CO_2 のような非凝縮性ガスの寄与を考慮することで，他の間歇泉における噴出ダイナミクスの理解にも有効な洞察を与え得ることを示している．

しかべ間歇泉では，管周辺の帯水層に存在すると考えられる空隙や亀裂内で気泡が発生し，熱水を管内へ押し出すことが噴出期間における過剰供給の重要なプロセスと推測された．帯水層における気泡の生成とその役割は，部分的にバブルトラップと類似している．複数の間歇泉で，微動のアレイ解析や地盤変動解析，比抵抗構造解析によってバブルトラップの位置や形状が推定され (Vandemeulebrouck et al., 2013; Ardid et al., 2019; Eibl et al., 2021; Ciraula et al., 2023a, 2023b)，その役割が上昇経路内の直接観測や室内実験，理論計算から議論されてきた (Belousov et al., 2013; Adelstein et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b; Rudolph et al., 2017, 2018)．しかべ間歇泉では裸孔の孔壁に微小な穴や亀裂が確認されたが，バブルトラップのような一定の体積を持つような空洞の存在を示唆する大きな開口部や大きな気泡の流入は観測されていない．さらに，しかべ間歇泉は掘削によって生じた間歇泉であるため，管の周辺に事前にそのよう

な大きな空隙が存在していたとは考えにくい。鬼首間歇泉や Old Faithful geyser of Calistoga のような他の geysering well でもバブルトラップの存在を示唆する観測データは得られていない (Nishimura et al., 2006; Rudolph et al., 2012)。これは、geysering well は Bunsen (1847) が提案したような、バブルトラップを必要としない減圧沸騰モデルに分類されることを意味するかもしれない。従って、しかべ間歇泉では、噴出の駆動においてバブルトラップの存在は必ずしも必要ではなく、帯水層内の空隙や亀裂はバブルトラップと類似した役割を持つが、噴出の強度や熱水の過剰供給に寄与していると結論づけられる。

2.7 第2章のまとめ

- しかべ間歇泉で管内および地上の多項目観測を実施した。
- しかべ間歇泉の上昇経路は上部 20 m がケーシングで、下部 7.2 m は裸孔になっている。また、裸孔部分には穴や亀裂が見られ、そこから熱水が流入していると考えられる。
- 管深部でのボアホールカメラを用いた映像観測によって、噴出時に噴出口付近だけでなく管深部でも急速に気泡が発生する様子を捉えることに成功した。上昇経路内の気泡発生 of 進展プロセスを観測した間歇泉の例はこれまで存在せず、本研究が世界で初めての観測事例である。
- 深さ 20 m の温度・圧力データから、管深部では噴出サイクルを通して常に純水を想定した場合の沸騰条件を満たさないため、この深さでの気泡の発生には非凝縮性ガスの寄与が強く疑われた。熱水とガスの化学分析から、熱水中には高濃度の CO_2 が溶解しており、 CO_2 の分圧によって飽和温度が低下することで高压条件でも発泡した可能性を示した。
- 直接測定した噴出量と、管内の水位低下量から推定した噴出量を比較すると 0.2 m^3 を超える差が生じる。噴出期間および水位回復期間初期の熱水供給率を比較すると、噴出期間の熱水供給率は水位回復期間のそれに比べて約 4 倍大きいことがわかった。管周辺の帯水層には亀裂や空隙内が存在し、噴出期間ではその内部で気泡の発生と膨張が生じることで管内への熱水の過剰供給を引き起こすと考えられる。
- しかべ間歇泉で得られた観測事実に基づいて、噴出サイクルの概念モデルを新たに提案した。しかべ間歇泉の噴出の駆動は上昇駆動型減圧沸騰モデルで説明できるが、帯水層内における気泡の形成と膨張によって管内への過剰供給が生じ、噴出強度の維持に寄与する点で、バブルトラップモデルの側面を持つと考えられる。

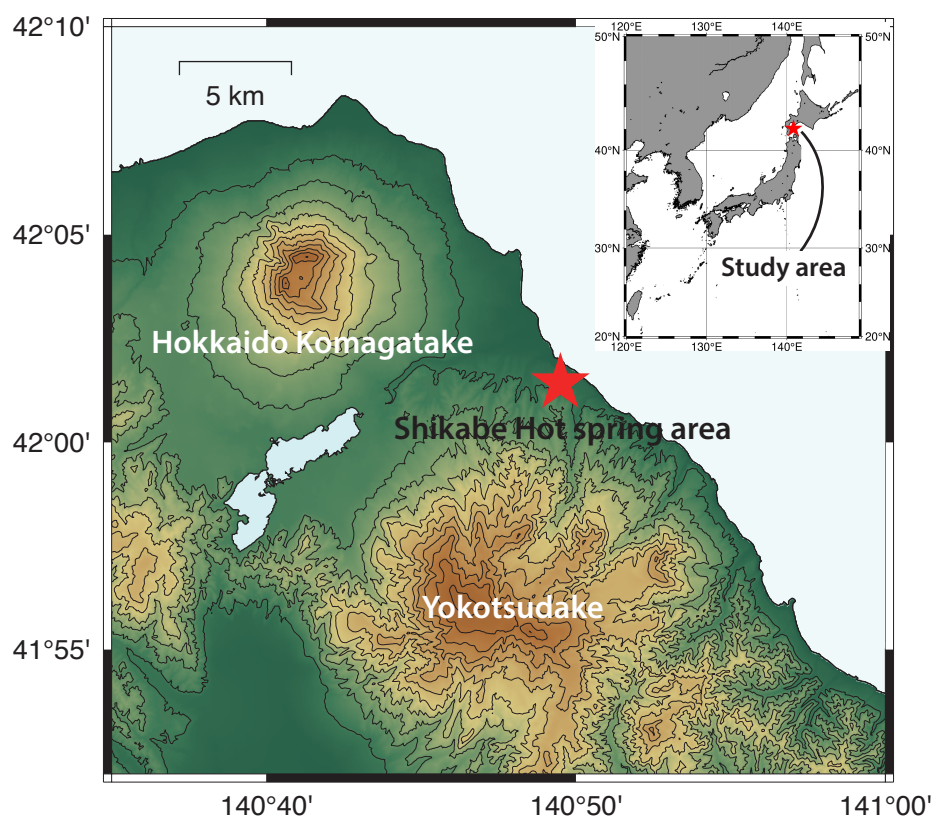


Fig. 2.1: 渡島半島周辺の地図. 赤い星印はしかべ間歇泉の位置を示す.

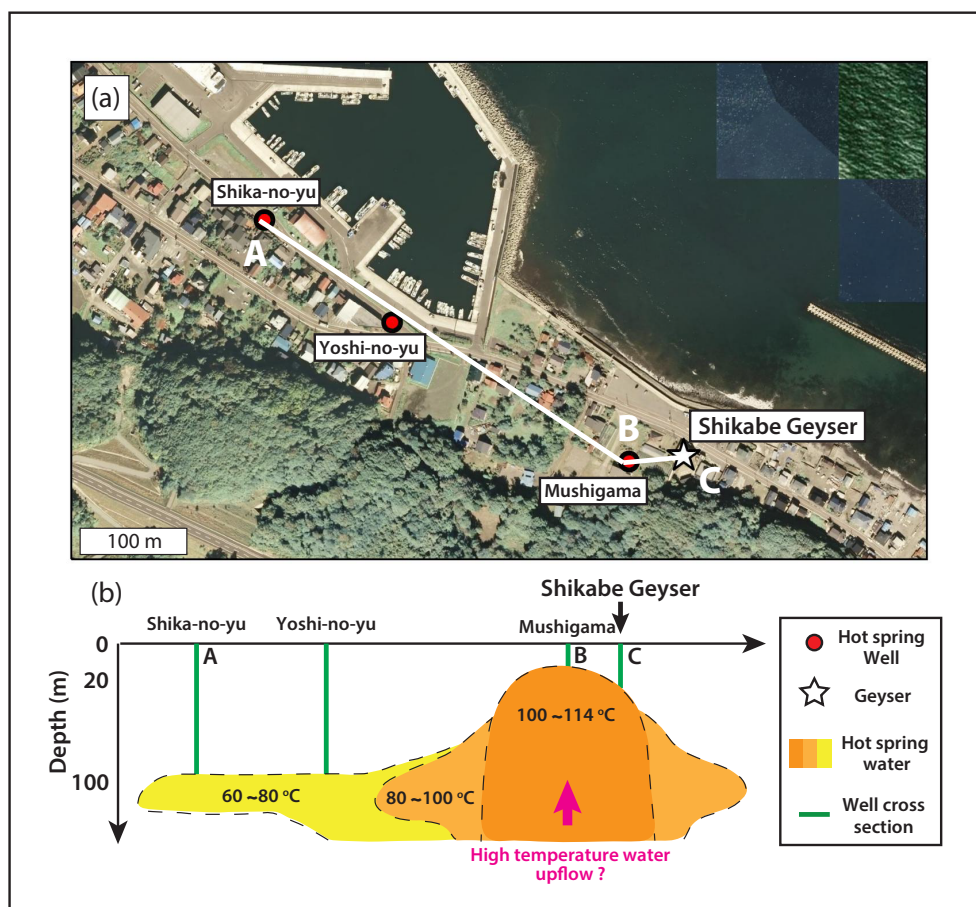


Fig. 2.2: (a) しかべ間歇泉周辺の地図. (b) (a) 中の A-B-C を通る断面で想定される熱水の流動分布の概念図（福富・他, 1963 の図 4 を修正した）.

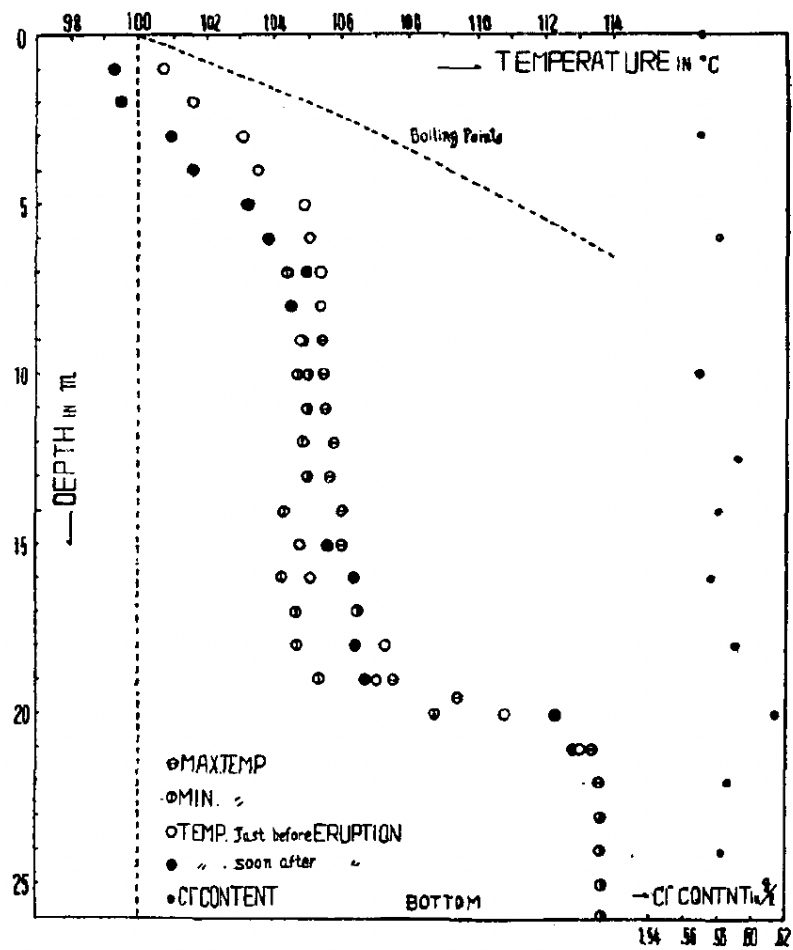


Fig. 2.3: しかべ間歇泉の管内各深さにおける温度分布（大谷，1961）．白丸は噴出直前，黒丸は噴出開始直後の温度を示す．点線は純水の沸点を示す．

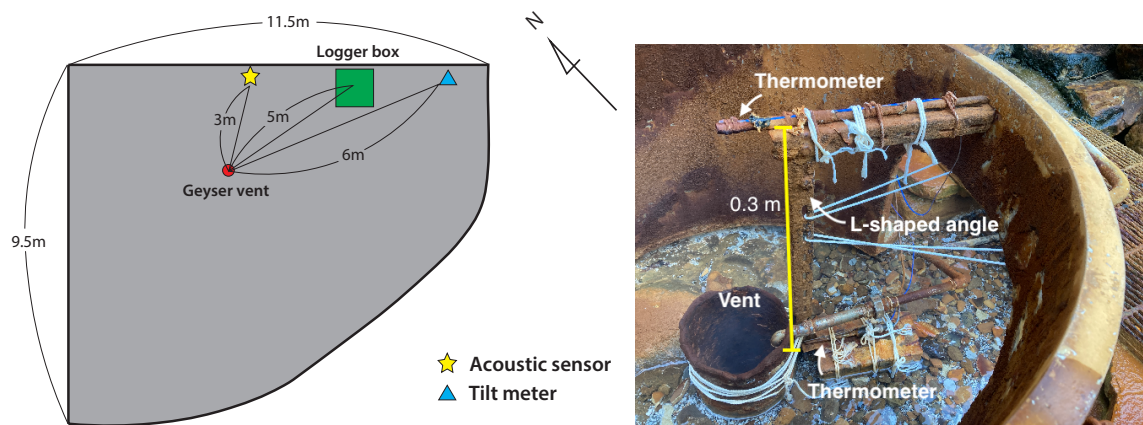


Fig. 2.4: 観測機器の設置図. 左図は観測点全体を示し、右図は噴出口の温度計の設置状況を示す.

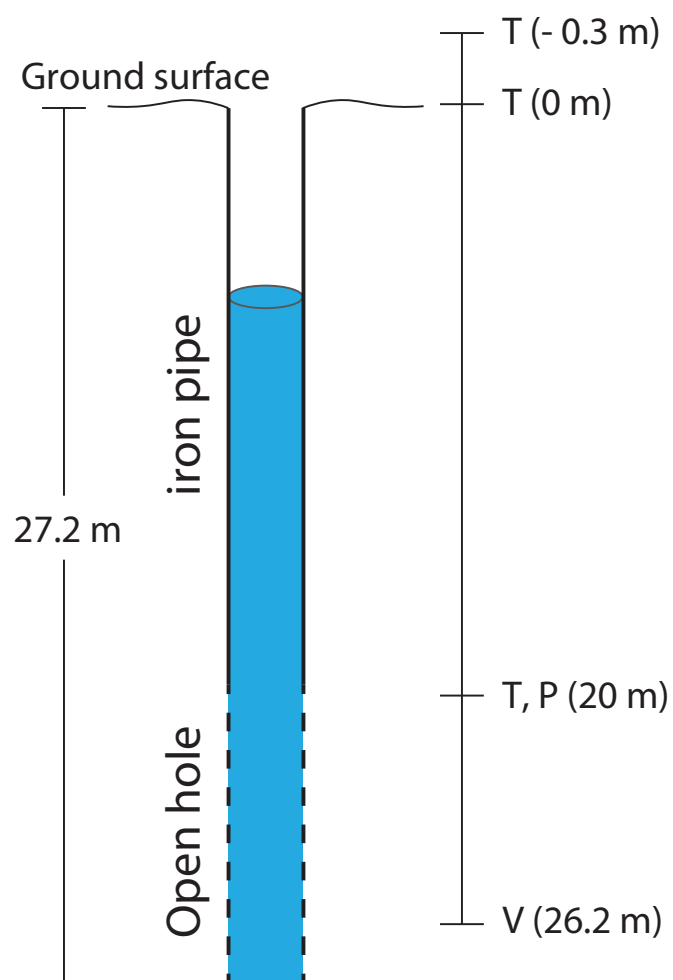


Fig. 2.5: 管内観測の模式図. 図中の T, P, そして V はそれぞれ温度計, 圧力計, そしてボアホールカメラを意味する.

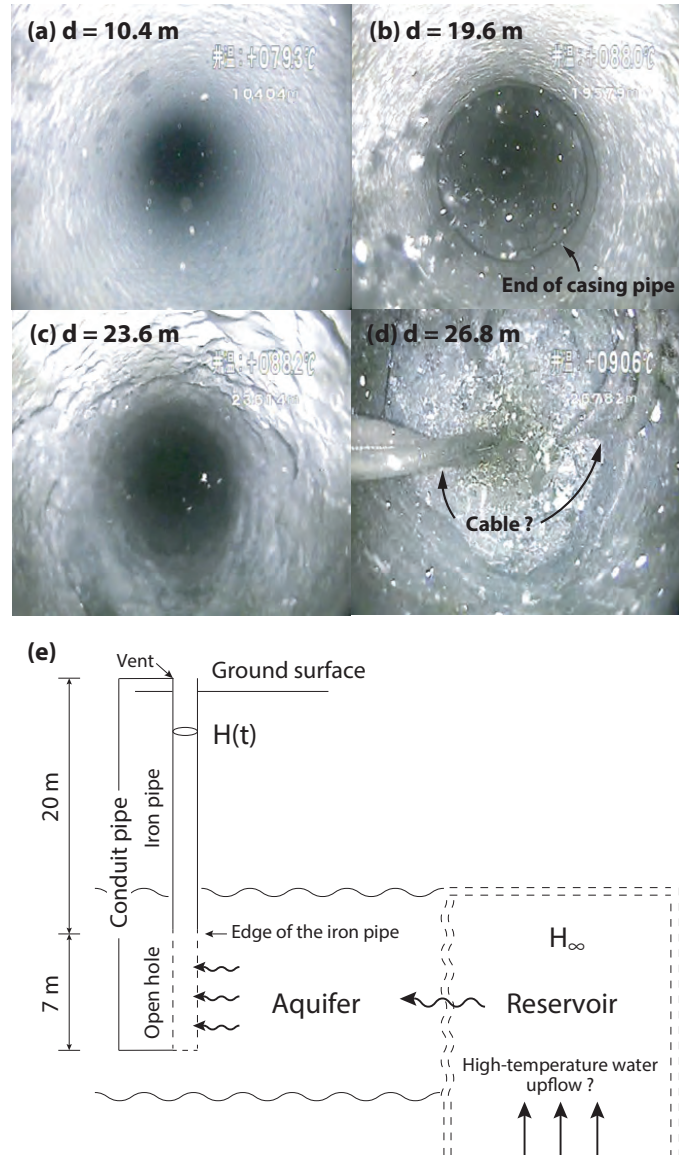


Fig. 2.6: 管内の映像のうち、(a) 深さ 10.4 m, (b) 深さ 19.6 m, (c) 深さ 23.6 m, (d) 深さ 26.8 m の写真. (e) 管内の映像観測と福富・他 (1963) の推定結果に基づいた、しかべ間歇泉の熱水供給系の概念図. (a)–(d) のそれぞれのパネルにはボアホールカメラ内蔵の温度センサーによる測定値が示されており、それぞれ (a) 79.3 °C, (b) 88.0 °C, (c) 88.2 °C, (d) 90.6 °C である. ただし、管内に冷水を注入しているため、温度は通常の噴出活動における値を反映していないことに注意する.

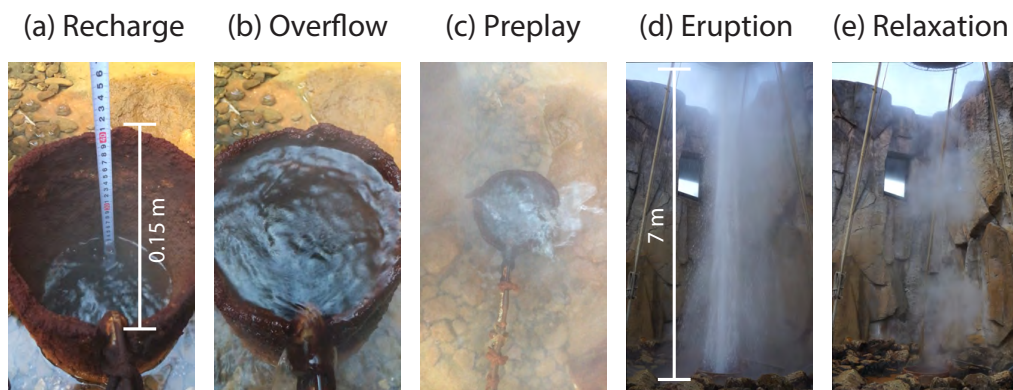


Fig. 2.7: 噴出サイクルの写真. (a) Recharge (水位回復期間), (b) Overflow (湧出期間), (c) Preplay (噴出直前の前駆期間), (d) Eruption (噴出期間), (e) Relaxation (緩和期間) に対応する.

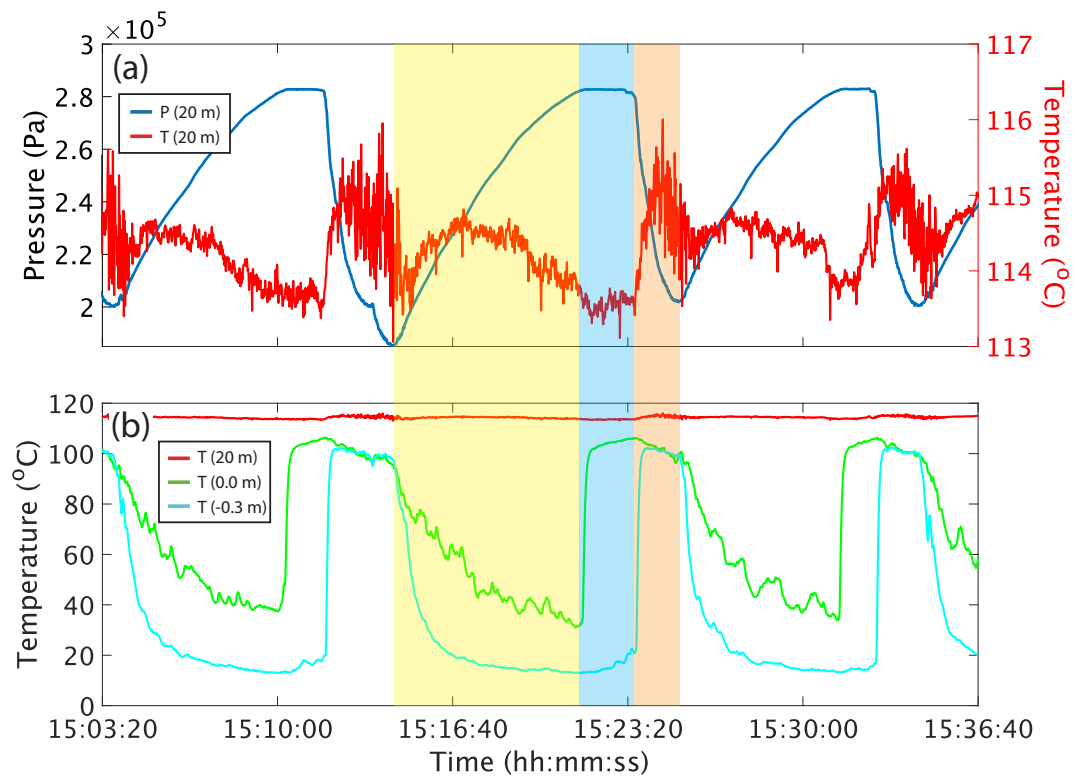


Fig. 2.8: (a) 噴出口から深さ 20 m における圧力（青実線）と温度（赤実線）の時系列データ．(b) 噴出口から深さ 20 m（赤実線）、0 m（黄緑実線）、-0.3 m（水色実線）における温度の時系列データ．黄色、青色、橙色の影をつけた部分はそれぞれ水位回復期間、湧出期間、噴出期間に対応する．

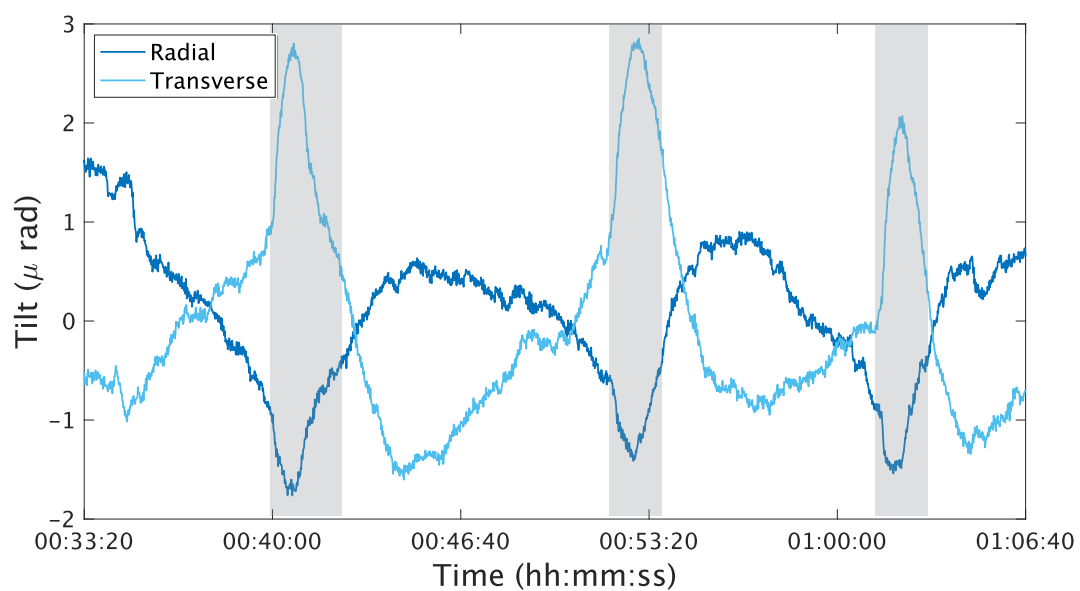


Fig. 2.9: 傾斜変動の時系列データ．約 3 回の噴出サイクルについて示している．青色の実線が動径成分，水色の実線が接線成分を示す．灰色のハッチは噴出期間に対応する．

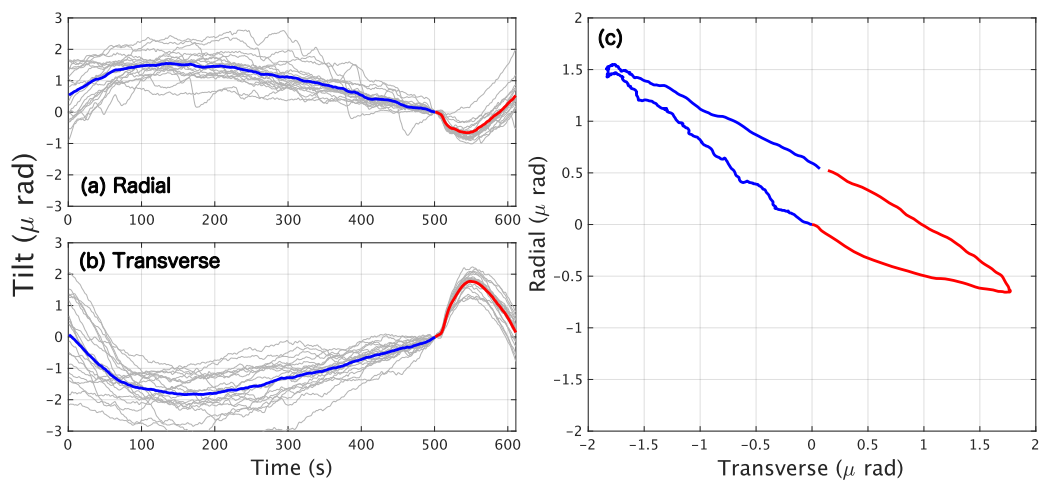


Fig. 2.10: 傾斜データのスタッキング波形. (a) は動径成分, (b) は接線成分, そして (c) は傾斜ベクトルを示す. 灰色の実線はそれぞれのデータを示し, 赤色と青色の実線は平均値を示す. 青色部分は水位回復期間および湧出期間, 赤色部分は噴出期間に対応する.

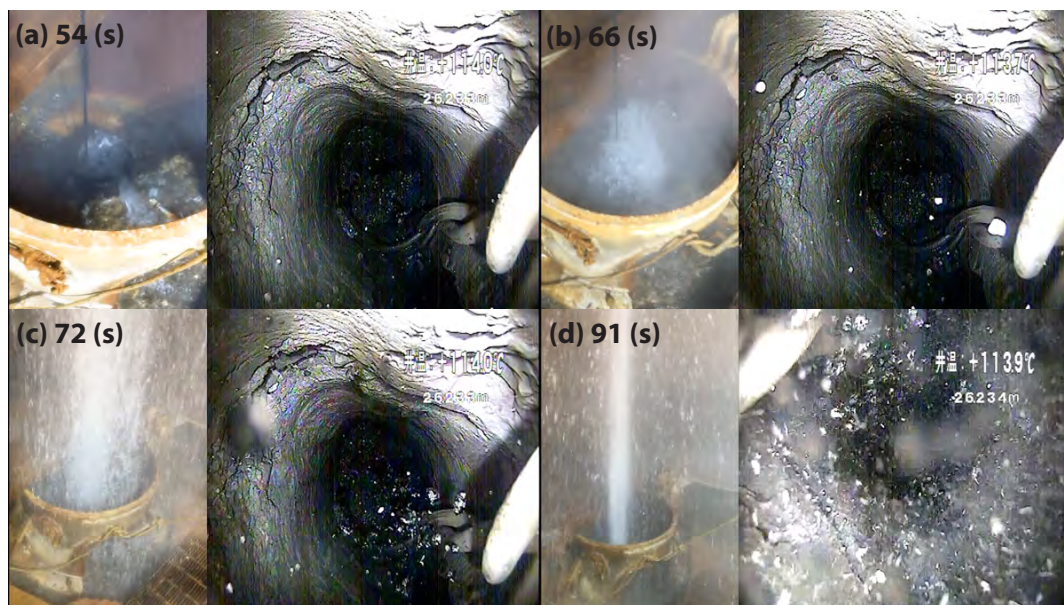


Fig. 2.11: 湧出期間および噴出期間におけるボアホールカメラの映像記録のスナップショット．上部 2 つが湧出期間，下部 2 つが噴出期間に対応する．各パネルの左側は噴出口，右側は深さ 26.2 m の写真を示す．ボアホールカメラの映像に示されている温度の値は，それぞれ (a) 114.0 °C，(b) 113.7 °C，(c) 114.0 °C，(d) 113.9 °C である．各パネル左上の秒数は映像開始からの経過時間を示す．

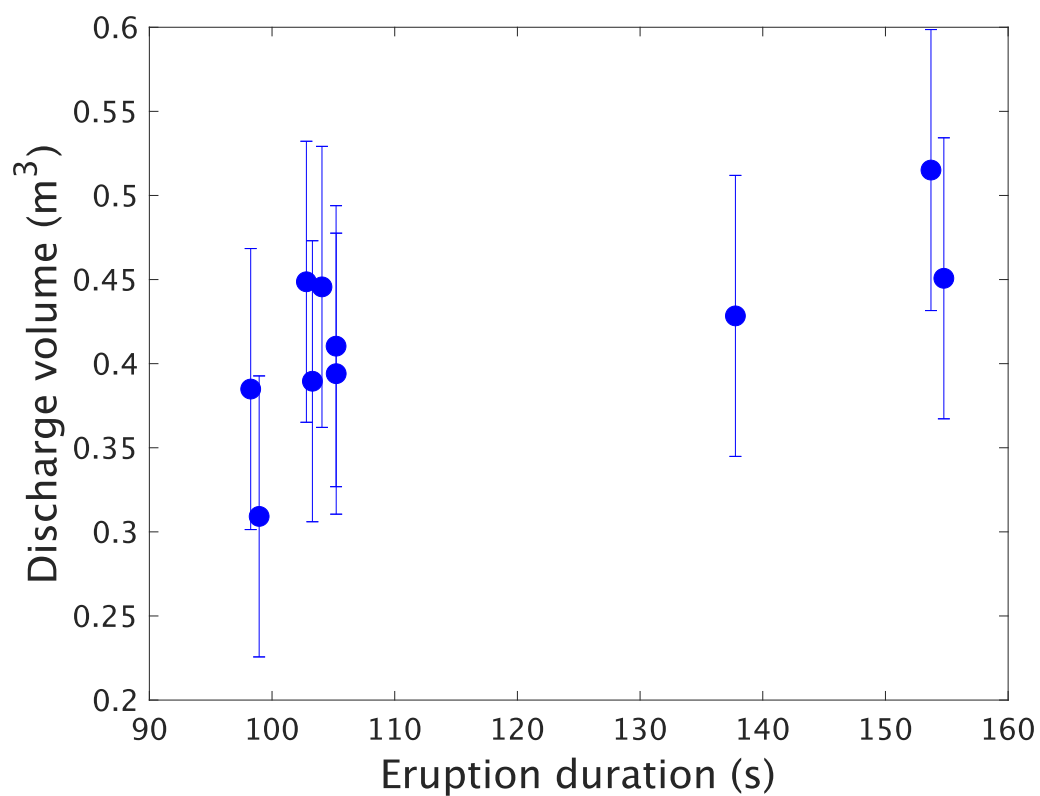


Fig. 2.12: 10 回の噴出サイクルにおける直接測定された熱水噴出体積と噴出継続時間の散布図. エラーバーは噴出体積の平均値の 20% を観測誤差として示している.

Table. 2.1: ガス成分の分析結果

		R-gas				
CO ₂	R-gas	He	H ₂	O ₂	N ₂	CH ₄
%	%	%	%	%	%	%
88	12	0.032	0.070	0.71	97	1.7

Table. 2.2: 現地での微量拡散法による温泉水の分析結果. 一行一列目は滴定に用いた HCl 溶液のモル濃度, 一行二列目は温泉水を入れずに滴定した場合に消費した HCl の体積, 一行三列目は採取した温泉水の体積を示す. 三行目以降は採取した温泉水を用いて滴定した場合に消費した HCl の体積と, 計算された CO₂ のモル濃度を示す.

HCl (mol/L)	HCl Blank (mL)	Water (ml)
0.1003	4.15	5
Time (min)	HCl (ml)	CO ₂ (mol/L)
0	3.72	4.31
1	3.62	5.32
2	3.62	5.32
Ave		4.98

Table. 2.3: 実験室における滴定法による温泉水の分析データ.

Sample No.	Time (min)	Water (ml)	HCl (ml)	HCO_3^- (mmol/L)	pH
1	0	49.0	2.90	5.92	7.83
	1	48.5	2.90	5.98	—
	2	48.0	2.90	6.04	7.61
2	0	48.5	2.90	5.98	7.72
	1	49.0	2.90	5.92	7.63
	2	49.5	3.00	6.06	7.76
3	0	48.5	2.80	5.77	7.85
	1	49.5	3.00	6.06	7.70
	2	49.0	3.00	6.12	7.67
4	0	49.5	3.00	6.06	7.73
	1	48.0	2.90	6.04	7.67
	2	49.0	3.00	6.12	7.71
Average	0			5.93	7.78
	1			6.00	7.67
	2			6.87	7.68
	Total			6.01	7.72

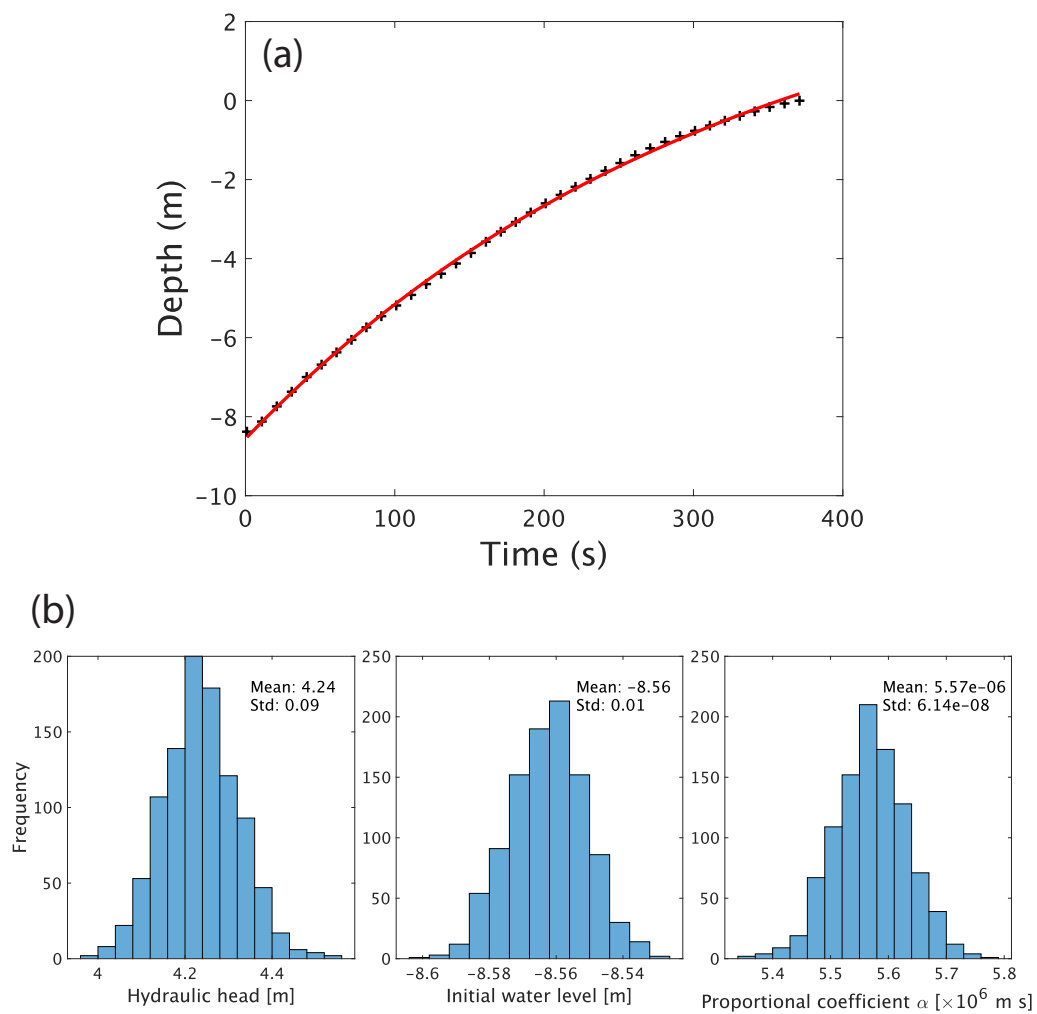


Fig. 2.13: (a) 式 2.3 を用いた水位のフィッティング結果と、(b) フィッティングによって推定された静止水頭、初期水位、比例定数の値の頻度分布. (a) の黒点と赤実線はそれぞれ観測値と理論値を示す.

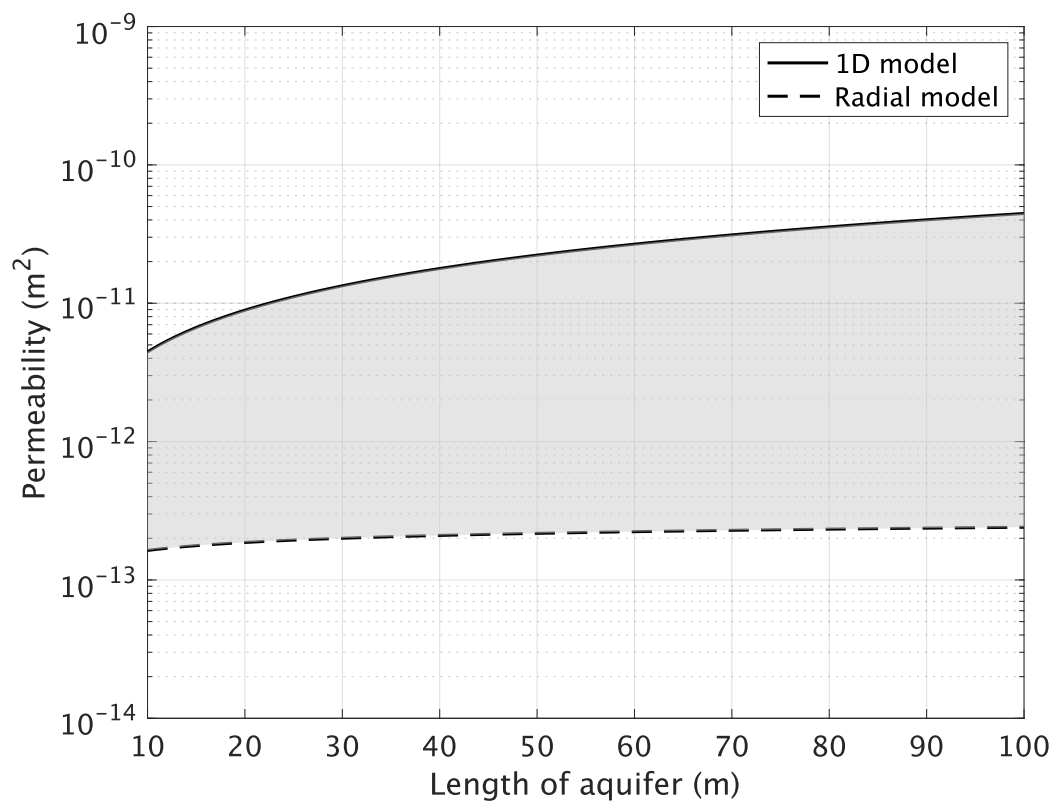


Fig. 2.14: 浸透率の推定結果. 実線が1次元モデル (式 2.2) の計算結果, 点線が円筒2次元モデル (式 2.5) の計算結果を示す. 灰色のハッチは実際の浸透率の値が存在すると考えられる範囲に対応する.

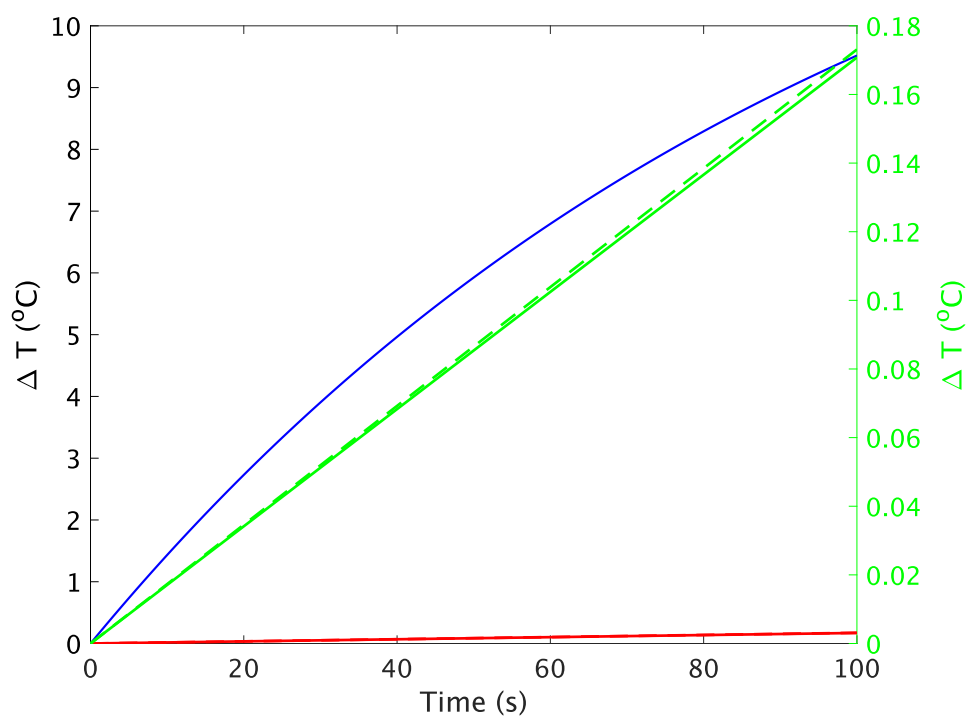


Fig. 2.15: 湧出期間における温度変化の推定結果. 青色の実線は仮説 1 の, 赤色の線は仮説 2 の計算結果を示す. 緑の実線と点線は赤線のスケールを拡大している. 点線と実線は供給する水蒸気の温度をそれぞれ 130 °C, 105 °C と仮定した場合の結果に対応する. 縦軸のうち左側は青線および赤線で示された計算値に, 右側は緑線で示された計算値に対応する.

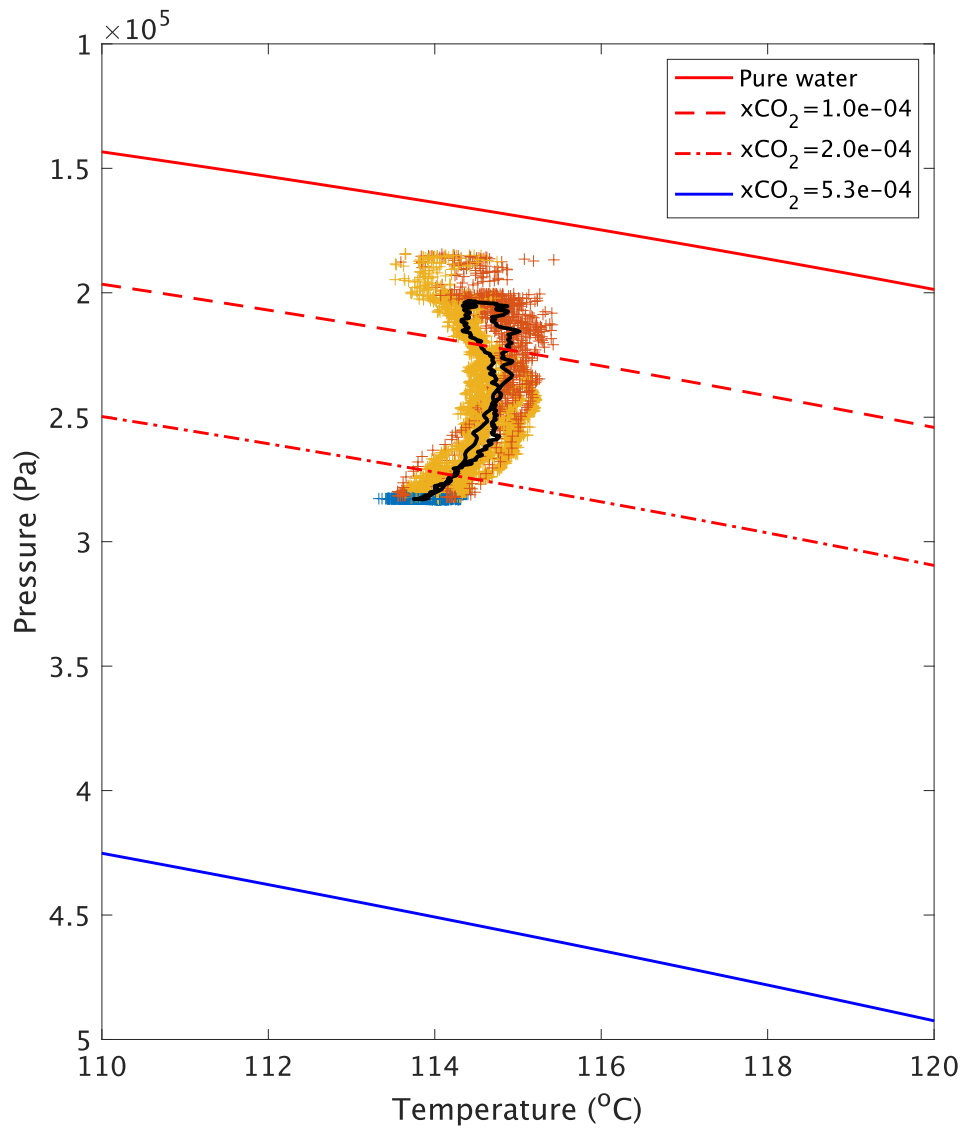


Fig. 2.16: 深さ 20 m における圧力と温度の関係. 黄色, 青色, 赤色の点はそれぞれ水位回復期間, 湧出期間, 噴出期間のデータを, 黒実線は 6 回の噴出サイクルに対応するデータの平均値を示す. 赤色の実線, 点線, 一点鎖線, そして青色の実線はそれぞれ純水, CO_2 のモル分率が 1.0×10^{-4} , 2.0×10^{-4} , 深さ 20 m における飽和条件に対応する 5.3×10^{-4} について計算した沸点を示す.

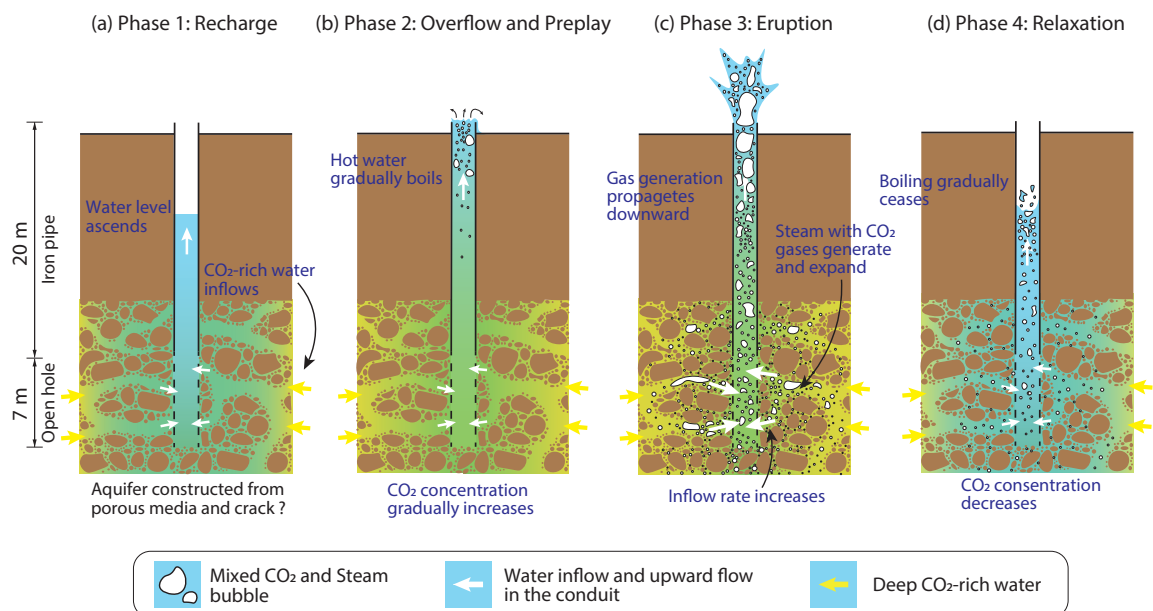


Fig. 2.17: しかべ間歇泉の噴出サイクルの概念モデル. (a) 水位回復期間, (b) 湧出期間と Preplay, (c) 噴出期間, そして (d) 緩和期間を示す. 熱水の色は水色から黄色になるにつれて CO₂ 濃度が高いことを示す.

第 3 章

しかべ間歇泉における噴出周期の研究

3.1 間歇泉の噴出周期の多様性と周期変化の要因に関する先行研究

“no two geysers are alike” (White and Marler, 1972) と述べられる通り、噴出周期の特徴は間歇泉によって様々である。例えば、El Jefe geyser (Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b) や Strokkur Geyser (Eibl et al., 2020, 2021) のように数分間隔で噴出する間歇泉もあれば、Steamboat geyser (Reed et al., 2021) のように数日間隔で噴出する間歇泉もある。また、周期の平均的な値の違いだけでなく、モードの特徴も多様である。例えば、Old Faithful Geyser は 2000–2011 年の期間では ~ 60–65 分と ~ 90 分にピークを持つ bimodal な周期性を示す (O'hara and Esawi, 2013) が、1878 年には 60–65 分にピークを持つ unimodal な分布を示した (Rinehart, 1969)。また、宮城県の鬼首間歇泉は約 10 分間隔で規則的に噴出する期間もあれば、6–8 分の短い間隔や 10–12 分の長い間隔が入り混じる不規則な変動を示す期間もある (Nishimura et al., 2006)。鬼首間歇泉の周期が不規則なモードを示す要因として、地下に複数のチャンバーが存在し、それぞれが噴出に関与している可能性が指摘されている (Nishimura et al., 2006)。チリの El Tatio にある El Cobreloa geyser は、約 14 分間隔の小規模な噴出と約 4 時間 40 分間隔の大規模な噴出からなる 2 種類の噴出タイプを示す (Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015b)。Namiki et al. (2014) は、深部から供給される熱によって熱水層内の水が沸騰し、発生した水蒸気が浅部の上昇経路を通過して地表に到達することで小規模な噴出を引き起こす、そして小規模な噴出を複数回繰り返すうちに上昇経路内の水が水蒸気の潜熱によって熱せられることで沸騰して大規模な噴出を引き起こすと解釈した。アイスランドの Strokkur Geyser では 1 回の噴出サイクルにおいて単発の噴出だけでなく、最大 6 回連続する噴出が観測されており (Eibl et al., 2020, 2021)、噴出の連続回数とその次の休止時間との間には線形関係が認められることから、時間予測型の系と推測されている (Kieffer, 1984; Eibl et al., 2020)。

間歇泉の噴出周期は時間的にも多様な変化を示す。地震や気象条件、潮汐などの外的影響や、帯水層圧力や浸透率といった水理特性などの内的影響に対する噴出周期の応答の有無や変化の要因は、主に統計的な解析に基づいて議論されてきた (e.g., Rojstaczer et al., 2003; Hurwitz et al., 2008; Hurwitz et al., 2012b; Hurwitz et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a)。Old Faithful Geyser では、1959 年 (M-7.3 Hebgen Lake), 1975 年 (M-6.1 Yellowstone National Park), そして 1983 年 (M-6.9 Borah Peak) に発生した地域的な地震の後に周期が延長している (e.g., Hutchinson, 1985; Hurwitz et al., 2014)。また、イエローストーン国立公

園にある複数の間歇泉で、2002 年の Denali 地震 (M 7.9) の後に周期が変化している (Hunsen et al., 2004). 動的応力が十分大きな地震は (e.g., > 0.5 MPa, by Hurwitz et al., 2014), 帯水層の浸透率を変化させることによって、噴出周期に影響を与えると指摘されている (e.g., Manga and Brodsky, 2006). 気象条件や潮汐と噴出周期との関係については、Hurwitz et al. (2014) が Pool geyser (噴出口に水溜りのような、比較的大きな水面を湛える) である Daisy Geyser と、Cone geyser (噴出口周囲に温泉華が析出し、円錐状に盛り上がった形状を持つ. Pool geyser に対して大きな水面を持たない間歇泉として区別する) である Old Faithful Geyser とで影響を比較したところ、Old Faithful Geyser は気圧や気温、降水等の影響が見られなかった一方で、Daisy Geyser は特に暴風時や気温の変化に対して周期の変動が見られた. Pool geyser は水面の面積が大きいため、風速や気温変化に対する放熱効率の変化が周期に影響を与えると解釈されている (Hurwitz et al., 2014; Liu et al., 2023). また、Munoz-Saez et al. (2015a) は El Tatio にある El Jefe geyser で 2012 年に取得した 1 週間の観測データを用いて噴出周期と気象条件および固体潮汐を比較したが、明瞭な関係は見られなかった. 一方で、2014 年に再度観測を行ったところ、平均周期は 2012 年には 132 秒であったのが平均 105 秒に短縮しており、バブルトラップ内の熱供給の変化、あるいは貯留層の浸透率の変化に起因すると解釈されている (Munoz-Saez et al., 2015b). 河川水量や降水量などの季節的に変化する水理条件は、帯水層の圧力や温度を変化させることで、長期的な噴出周期に影響を与えると示唆されている (Hurwitz et al., 2008, 2012b). また、間歇泉の周辺に存在する他の間歇泉や温泉の活動も、それらが地下で水理的に接続している場合は、帯水層圧力の変化を通して噴出周期に影響を与えると指摘されている (Rojstaczer et al., 2003; Munoz-Saez et al., 2015b; Namiki et al., 2016; Fagan et al., 2022). 現時点では、特に Cone geyser は気象条件や潮汐にほとんど影響を受けないか、全く影響を受けないと考えられ、一方で、Pool geyser は風速や気温に対して影響を受けると結論づけられている (Hurwitz and Manga, 2017). また、長期的な水理プロセスの変化や周囲の熱水活動による帯水層圧力の変化などの内的要因に対して、気象条件の変化などの外的要因が噴出周期に与える影響は小さいと考えられている (Hurwitz and Manga, 2017).

上記の研究は主に統計分析の結果に基づいて周期変化と外的要因・内的要因との因果関係やその物理メカニズムを議論しているが、さらに周期変化を支配する物理プロセスを詳細に理解するために、噴出サイクルの数値モデル化を試みた研究も僅かながら存在する. O'hara and Esawi (2013) は Old Faithful Geyser を対象に、一定の熱水供給率と対流による温度上昇過程を考慮し、水位回復過程にお

ける水位上昇と水温変化を定式化した。Hurwitz et al. (2014) は Pool Geyser である Daisy Geyser が気温や風速に影響を受けて周期が変化する観測事実に基づいて、深部からの熱供給と Pool 水面からの放熱による熱エネルギー収支を考慮して風速および気温と周期の関係を定式化した。Liu et al. (2023) はアメリカのイエローストーン国立公園にある Doublet Pool で観測される、周期的な熱水の沸騰に伴う振動現象である Thumping cycle の休止間隔が風速の大きさと相関を持つという観測事実から、Hurwitz et al. (2014) と同様の手法を用いて休止間隔の変化を説明する深部からの熱供給量の時間変化を推定した。Kiryukhin (2016) は Valley of Geysers にある Velikan Geyser と Bol'shoy Geyser の周期変化を、TOUGH2 を用いた広域の地下水流動のシミュレーションによって、平均流量の変化の観点から大まかに説明した。Brandenbourger et al. (2019) は三角フラスコとガラス管からなる実験装置を開発し、容器に満たされた水をヒータで加熱して沸騰させることで間欠的な噴出を再現した。実験の観察事実に基づいて噴出サイクルを加熱期間と噴出期間に区別し、加熱期間はフラスコ内の水温が初期温度から一定の熱量で加熱されて沸点に達するまでの時間、噴出時間は噴出開始から沸騰に伴う潜熱の損失によってある温度まで低下するまでの時間、としてそれぞれを定式化している。

上記の研究は、噴出サイクルにおける部分的な物理プロセスの説明にとどまっているか、室内実験で再現された物理プロセスの定式化を目的としているものがほとんどである。さらに、実際に観測される周期変化を対象に、数理モデルを構築しデータに適用した例は非常に限られている。噴出周期の変化とその支配要因との物理的な関係を定量的に評価することは、間歇泉の噴出プロセスを理解する上で重要なだけでなく、間歇泉の活動を維持していく上でも意味がある。

3.2 第3章における研究の目的

しかべ間歇泉の噴出周期は、大谷 (1961) による調査時において、約 4 分 59 秒から 9 分 27 秒の間でばらついていた。その後の周期の推移はわからないが、現在では約 10–12 分間隔で噴出している (Tsuge et al., 2023)。大谷 (1961) による観測当時と現在の活動との比較から、しかべ間歇泉の噴出周期は著しく変化し得ることがわかる。しかし、大谷 (1961) は計 4 回の現地観測を実施して噴出メカニズムについて議論したのみであり、噴出周期変化のメカニズムは理解されていない。

本研究では、しかべ間歇泉における噴出周期の多様性とその変化のメカニズムを理解することを目的として、2019 年 11 月 26 日から取得してきた連続観測

データを用いて、噴出周期の解析を行なった。観測期間における噴出周期の統計的な特徴や時間変化の傾向を整理し、数時間程度の短期間から、数ヶ月にわたる長期間を含む幅広い時間スケールで噴出周期変化と気象条件との関係を調査した。また、実際に周期変化を支配する物理的背景を理解するためには、噴出プロセスにおいて系を支配する物理パラメータの変化がどのように周期に作用するかを検証する必要がある。そこで、第2章で推定された噴出プロセスの概念モデルに基づいて、噴出周期の定式化を試みた。特に水位回復過程と湧出過程におけるモデルの振る舞いと実際のデータを比較し、中・長期的な周期変化を引き起こす物理的要因として浸透率と静止水頭の時間変化を制約した。

3.3 周期データ解析と結果

本研究では2019年11月26日から鹿部温泉にあるしかべ間歇泉で連続観測を開始してきた (Fig. 3.1)。噴出口に設置された白金抵抗体およびK型熱電対による温度データを噴出周期の計測に用いる。Fig. 3.2に噴出口直上および噴出口から0.3 m上部の温度記録の例を示す。噴出口の温度は、熱水の湧出開始時に直ちに100 °C付近まで上昇する。そこで、湧出開始時の急速な温度の立ち上がりを検出し、次の噴出サイクルにおける湧出開始時間との差分を1噴出周期と定義して計測した (Fig. 3.2)。本研究では、上記の方法で計測された噴出周期をIBO (Interval Between Overflow) と呼ぶ。

また、しかべ間歇泉の噴出サイクルは、水位回復期間 (Recharge)、湧出期間 (Overflow and Preplay)、そして噴出期間 (Eruption) から構成される (Tsuge et al., 2023)。なお、緩和期間 (Relaxation) は噴出終了時から水位回復開始時の遷移期間に対応し、その時間幅を定義できないため、本章の研究では考慮しない。水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間はそれぞれ物理プロセスが異なるため、内的影響や外的影響に対する応答も異なると期待される。そのため、本研究ではIBOを計測した期間のうち一部の期間についてIBOを水位回復期間、湧出期間、噴出期間に分割し、それぞれの特徴や時間変化も解析する。水位回復期間、湧出期間、噴出期間は噴出口直上および噴出口から0.3 m上部の温度データを用いて個別に計測できる。上記の通り、噴出口直上の温度データからは湧出開始時間を検出できる (Fig. 3.2)。噴出口から0.3 m上部の温度データは噴出時の熱水温度を反映するため、噴出開始時には急速に上昇し、噴出終了時には急速に低下する。すなわち、噴出開始時間と噴出終了時間を検出できる。そこで、水位回復期間は (湧出開始時間) - (前の噴出終了時間)、湧出期間は (噴出開始時間) - (湧出開始時間)、そして噴出期間は (噴出終了時間) - (噴出開始時間) と定義することで、

それぞれの時間を計測した (Fig. 3.2). ただし, 2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 23 日の期間においては, 噴出口にのみ温度計を設置しており, 温度データからは湧出開始時間しか検出できなかった. そのため, 噴出口から約 3 m の位置に設置した空振計のデータを用いて, 振幅が噴出に対応して急速に増加する時間を噴出開始時間, 振幅が減衰してほとんどバックグラウンドと同程度になる時間を噴出終了時間と定義することで, それぞれの期間の計測を行なった. なお, 空振波形を用いた計測方法の妥当性は, 噴出口から 0.3 m 上部での温度観測を行った期間のデータを用いて確かめている.

しかべ間歇泉における IBO の時系列データと気象条件との関係を調べるために, 2020 年 7 月 21 日から気象センサーを用いた観測を開始した. 観測機器はヴァイサラ社製ウェザートランスミッター WXT530 であり, 北海道大学地震火山研究観測センターが展開している火山観測網の一つである鹿部観測点に設置している (Fig. 3.1b). WXT530 による観測以前の期間については, 鹿部温泉地域近傍で, 気圧, 気温, および降水量を観測している室蘭地方気象台のデータを使用した (Fig. 3.1b). 海洋潮位については鹿部温泉周辺で利用できる観測データが存在しないため, NAO.99JB (Matsumoto et al., 2000) による潮汐予測システムを用いて理論潮位を計算した.

3.3.1 IBO の特徴

全期間の IBO の時系列データ Fig. 3.3 に示す. 本研究の観測期間において, 観測機器を設置できなかった期間や機器の不良が生じた期間を除き, 全部で 114315 回の IBO を計測できた. 空白の期間もあるものの, 約 4 年間の短期間および長期間を網羅するデータを取得することができた. 図中の赤実線は間歇泉の維持管理として管内の浚渫作業 (スケール除去作業) が実施された日を示す. 全期間における IBO の平均値は 11.4 分で, 最大値は 17.5 分, 最小値は 8.4 分である. Fig. 3.3 を見ると, IBO は時間とともに多様な変化を示すことがわかる. 大まかに見ると, IBO は冬季に上昇し夏季に低下する傾向がある. また, 浚渫作業が行われたタイミングを境に, 平均 IBO がずれていたり, モードが unimodal や bimodal に変化していたりするため, しかべ間歇泉の活動は浚渫作業の影響を強く受けていることが推測される. そこで, 本研究では, 浚渫作業のタイミングと IBO の大まかな特徴を基準に, IBO を計測した期間を, I: 2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 23 日, II: 2020 年 7 月 7 日–2021 年 5 月 2 日, III: 2021 年 6 月 24 日–2022 年 1 月 26 日, IV: 2022 年 1 月 31 日–2022 年 6 月 13 日, そして V: 2022 年 6 月 15 日–2023 年 7 月 31 日, の 5 つに分割する. これらの期間のうち, 期間 II から IV

まではスケール抑制剤の注入が不十分であり、管浅部に部分的なスケールの析出が認められた。まず、以下では各期間における IBO の特徴を記述する。

3.3.1.1 期間 I：2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 24 日

長期的に見ると、平均 IBO は約 12.5 分から約 14.2 分まで上昇しており、初めは指数関数的に上昇するが、12 月 6 日頃を変曲点にして徐々に上昇率が減衰する (Fig. 3.4a)。短期的に見ると、IBO のばらつきが小さい日もあれば、極端に大きくなる日もあり、IBO は二つのモードを示すことがわかる (Fig. 3.4a)。本研究では IBO のばらつきが小さい場合を安定モード、ばらつきが大きい場合を不安定モードと呼ぶことにする。不安定モードの発生率は 11 月 26 日から 12 月 6 日まで高く、その後徐々に低くなるように見える (Fig. 3.4a)。ここで、2019 年 11 月 26 日–11 月 30 日と、2020 年 1 月 13 日–1 月 17 日それぞれの期間における、IBO のヒストグラムと時系列プロットを Fig. 3.5a に示した。前者の期間は不安定モードが、後者の期間は安定モードが卓越する。両者のヒストグラムを比較すると、不安定モードは安定モードよりも裾が著しく広く、右裾が長い。また、不安定モードの時系列を見ると、突発的に長い IBO が現れ、直後に短い IBO が続く傾向が認められる (Fig. 3.5a 中段)。

3.3.1.2 期間 II：2020 年 7 月 7 日–2021 年 5 月 2 日

IBO は二重周期を示している (Fig. 3.4b, Fig. 3.5b)。2020 年 7 月 22 日–9 月 17 日、2021 年 1 月 5 日–3 月 3 日の期間がブランクとなっているが、長期的に見れば、IBO は 10 月 8 日頃に約 11 分からステップ的に約 10.2 分まで低下し、その後 2021 年 3 月 20 日頃まではほぼ線形に上昇して約 11.9 分でピークを迎え、反転して 2021 年 5 月 2 日にかけて約 11.5 分まで低下している (Fig. 3.4b)。Fig. 3.5b に 2020 年 12 月 10 日–12 月 14 日における IBO のヒストグラムと、12 月 11 日における IBO の時系列プロットを示した。IBO はトレンド成分を含むため、短期的な IBO の特徴に着目するために、一部の期間についてプロットした。Fig. 3.5b 上を見ると、ヒストグラムは bimodal であり、それぞれのピークは 10.69 分と 11.65 分である。また、Fig. 3.5b 下を見ると、IBO は振り子のように平均値の周囲を交互に行き来する傾向を示す。

3.3.1.3 期間 III：2021 年 6 月 24 日–2022 年 1 月 26 日

期間 III では、IBO は全観測期間の中で最も不安定に変化した。平均 IBO は約 11.8 分からばらつきの幅を広げながら 2021 年 9 月 30 日頃まで徐々に低下す

る (Fig. 3.4c). 浚渫工事を境に IBO は約 11 分に変化し、変動の幅が小さくなったが、ブランク期間を経て 2022 年 1 月 16 日には再び変動の幅が大きくなっているのがわかる. なお, 2022 年 1 月 26 日 19:00 頃を最後に、噴出口の温度データはほぼ定常的な沸騰噴出状態を示唆し、IBO の検出ができなくなった. つまり、噴出の間欠性が停止していたと考えられる. 期間 III のうち幾つかの期間を抽出し、短期的に IBO がどのように変化したのかを見ていく.

Fig. 3.6 に期間 III における IBO の時系列、そして期間 III のうち IBO の短期的な特徴が異なる 4 つの期間を抽出した. 7 月 6 日–9 日は IBO はほぼ単純周期であり、若干日周変動に見える周期的な変化を示す (Fig. 3.6b). 8 月 12 日–15 日は IBO は二重周期に変化しており、期間 II の IBO と類似している (Fig. 3.6c). 9 月 16 日–19 日は IBO は二重周期に見えるが、8 月 12 日–15 日の IBO とは異なり、長い IBO に対して短い IBO の頻度が高い (Fig. 3.6d). 2022 年 1 月 22 日–25 日は、始め IBO は二重周期的であるが、IBO が約 8.5 分から 9.5 分まで対数関数的に上昇した後、突発的に約 12–13 分にジャンプするという変化を繰り返し、24 日 12:00 頃以降は単純周期になっている (Fig. 3.6e). 最終的には IBO は単純周期のまま指数関数的に約 10.8 分まで上昇し、その後計測されなくなる (Fig. 3.6a). 上記のように、IBO は期間 III において大まかに 4 種類のモードを示した. この期間は、しかべ間歇泉の管内に注入しているスケール抑制剤のポンプに不具合があり、管上部がスケールの析出により閉塞しつつある状態であった (2021 年 9 月 30 日に浚渫作業が行われたのは、管内のスケールを応急処置的に除去するためである). 従って、期間 III における IBO の変化は管の閉塞状況に影響を受けている可能性が高く、この影響を除去して解析することは難しいため、本研究では解析の対象外とする. ただし、一つの間歇泉でこのような IBO の多様なモードが出現することは興味深いため、後で若干議論する.

3.3.1.4 期間 IV : 2022 年 1 月 31 日–2022 年 6 月 13 日

IBO は三重周期を示しており、ピークの間隔をほぼ維持したまま、平均的には 1 月 31 日から 6 月 13 日にかけて線形に約 1 分低下する (Fig. 3.4d). Fig. 3.5c に 2022 年 2 月 24 日–2 月 28 日における IBO のヒストグラムと、2 月 27 日および 4 月 2 日における IBO の時系列を示した. ヒストグラムは trimodal を示しており、それぞれのピークは 9.68 分、10.14 分、11.98 分である (Fig. 3.5c 上). また、Fig. 3.5c 中を見ると、約 12 分の長い IBO に続いて約 10.1 分、約 9.7 分と 2 段階に変化するパターンを規則的に繰り返しており、期間 IV ではこのパターンが大半を占める. しかし、時々 Fig. 3.5c 下段のように、約 11.6 分から約

9.6 分、9.2 分と低下した後、約 9.5 分に上昇するという 3 段階に変化するパターンが生じることがある。

3.3.1.5 期間 V：2022 年 6 月 15 日–2023 年 7 月 31 日

IBO は単純周期を示しており、長期的に見ると 2022 年 6 月 15 日から 10 月頃まではほぼ線形に約 0.6 分低下し、その後 2023 年 1 月にかけて約 0.8 分上昇、反転して再び約 0.9 分低下する (Fig. 3.4e)。2022 年 7 月 10 日–14 日における IBO のヒストグラムと時系列変化を見ると、IBO は unimodal の分布を示しており、また昼に上昇して夜に低下する日周変動のような周期的な変化が明瞭に見られる (Fig. 3.5d)。同期間における IBO の 1 時間平均値を計算し、線形トレンドを除去したのちに自己相関関数を計算すると、23–24 時間の周期性を示唆するピークが得られる (Fig. 3.7)。なお、2023 年 6 月 28–29 日に局所的に IBO が大きくなっているのは、しかべ間歇泉から約 50 m 離れた位置にある沸騰泉（蒸し釜）の工事による影響と考えられる。

3.3.2 IBO に対する外的影響の評価

IBO に対する気象条件や海洋潮汐などの外的要因による影響を調べる。ここでは、数時間から数ヶ月程度の短期–長期的な時間スケールにおける IBO の変化を対象とする。気圧や気温、海洋潮汐の時系列データには数時間から数日程度の周期的変動が含まれるため、IBO の時系列データにも同様の周波数成分の変動が見られる可能性がある。そこで、IBO、気圧、気温、そして海洋潮汐のピリオドグラムおよびクロススペクトルを計算する。ここでは、安定して観測でき、データの欠損が少ない期間 V における 2022 年 7 月 1 日–2022 年 8 月 31 日の 2 ヶ月間のデータを使用する。全てのデータについて 1 時間平均をとり、線形トレンドを除去した上でピリオドグラムとクロススペクトルを計算した。また、IBO は外的影響に対して時間遅れを持って応答する可能性もある。例えば、地下水井の水位は、その帯水層における透水係数の値や異方性によって、潮汐に対して正や負の位相差を持って応答する (e.g., Wang et al., 2018; Zhang et al., 2019; Wang and Manga, 2021, 2023)。気圧変化に対する水位の応答の時間遅れは、半被圧帯水層において半透水層と被圧帯水層の水頭拡散率に支配されている (e.g., Wang and Manga, 2021, 2023)。そこで、IBO と外的影響（気圧、気温、海洋潮汐）の時系列データとの時間遅れを含む相関を調べるために相互相関関数も確認する。

Fig. 3.8 に IBO と気圧、気温、海洋潮位のピリオドグラムを示した。IBO のピリオドグラムは 1 日周期および半日周期で強いピークを示すことがわかる

(Fig. 3.8a). また、気圧は半日周期、気温は1日周期と半日周期、海洋潮位は1日周期と半日周期でピークが現れている (Fig. 3.8b-d). 次に、IBO と気圧、気温、海洋潮位との間の振幅二乗コヒーレンスを見ると、IBO は気圧と半日周期、気温と1日周期および半日周期、海洋潮位と1日周期および半日周期で高いコヒーレンスを示している (Fig. 3.9). また、IBO と気圧との間には、約2.1日よりも長周期側でも高いコヒーレンスが見られる (Fig. 3.9a). ただし、データの前処理において、それぞれのデータに線形トレンドのみでは除去しきれていない長周期トレンドが含まれているために、擬似的にコヒーレンスが高くなっている可能性もある. Fig. 3.10 には IBO と気圧、気温、海洋潮位との間の相互相関関数を示した. 外的要因の各パラメータに対して IBO は正の時間遅れを示すと想定されるため、正の時間遅れの範囲のみ図示している. IBO は気圧に対して1時間、気温に対して3時間、そして海洋潮位に対して5時間の遅れで相関係数の絶対値が相対的に高い (それぞれ、 -0.45 , -0.36 , -0.44). IBO と気温との相互相関関数において、171時間や267時間の時間遅れについても高い相関係数が見られるが (Fig. 3.10b), 気温変化に対して IBO は7日以上遅れて応答するとは考えにくいいため、この相関は擬似的に現れた可能性が高い.

上記の解析では、IBO データの測定間隔の制限から、期間 V のデータのみ取り扱っている. しかし、3.1.1 節で述べたように、IBO の特徴は各期間で多様に変化しており、これらの違いが上昇経路の形状や帯水層の水理特性などの内部パラメータに起因する場合、外的影響に対する応答も期間によって異なる可能性がある. そこで、各期間における IBO と気象条件 (気圧、気温、降水量) の変化を比較し、IBO の応答の特徴を整理する.

期間 I における IBO と気圧、気温、降水量の時系列データを比較した図を Fig. 3.11 に示した. IBO は生データを黒点、日平均値を赤点で示している. Fig. 3.11c を見ると、IBO の不安定モードは、気圧が低く降水量が高いタイミングと概ね一致している (Fig. 3.11a). ここで、数日程度の時間スケールで生じる気圧および気温の変化に対する IBO の応答を調べる. IBO の時系列データには1日周期、半日周期の変動と数ヶ月にわたるトレンドを含むため、直接比較して気圧の影響の有無を調べることは難しい. そこで、IBO のデータを日平均し、長期的なトレンドを三次関数で近似して除去した. また、気圧と気温データも同様に日平均し、線形トレンドを除去した. 上記の前処理を施した IBO と気圧および気温データを比較したところ (Fig. 3.12), IBO は気圧と気温のどちらも明瞭な相関を示さないことがわかった (相関係数はそれぞれ $r = 0.18$, -0.13).

次に、期間 II のうち2020年10月14日–2021年1月4日における IBO と

気圧、気温、降水量の時系列データを比較した (Fig. 3.13). 本期間における IBO は二重周期を示すため、1 日ごとに k-means 法を用いて長い IBO と短い IBO にクラスタリングし、それぞれ橙色と黄色で示した. 期間 I とは異なり、IBO は気圧の大きな低下に対して上昇する、反対に気圧の上昇に対して低下する傾向が見られる (Fig. 3.13a). また、降水量の増加に対する IBO の不安定モードの発生は見られない (Fig. 3.13c). IBO, 気圧、そして気温データをそれぞれ日平均し、線形トレンドを除去して比較したところ (Fig. 3.14), 長い IBO と短い IBO はともに気圧変化と強い負の相関を示すが (Fig. 3.14a), 気温変化とは相関を示さない (Fig. 3.14b). 長い IBO および短い IBO の変化と気圧変化との相関係数は、それぞれ $r = -0.71$, -0.63 であり、気温変化との相関係数はそれぞれ $r = -0.16$, -0.17 である. また、IBO と気圧変化との関係に対して線形回帰すると、回帰直線の傾きは長い IBO, 短い IBO それぞれについて $-(9.5 \pm 1.0) \times 10^{-3} \text{ min/hPa}$, $-(8.0 \pm 1.1) \times 10^{-3} \text{ min/hPa}$ となる.

次に期間 IV のうち 2022 年 3 月 1 日–5 月 31 日における IBO と気圧、気温、降水量の時系列データを比較した (Fig. 3.15). 本期間において IBO は三重周期を示すが、k-means 法を用いると、長い IBO と中間的な IBO および短い IBO の 2 つのクラスターに分離された. 期間 II と同様に、IBO は気圧変化に対して逆相関する応答が見られるが、長い IBO に着目すると、部分的に正の相関を示唆する応答も見られる (Fig. 3.15a). また、本期間では期間 I の不安定モードのような、断続的な IBO のぼらつきが見られるが、その発生タイミングと降水量の増加のタイミングは一致していない (Fig. 3.15c). IBO, 気圧、そして気温データを日平均し、線形トレンドを除去して比較したところ (Fig. 3.16), IBO のクラスターのうち短い IBO は期間 II と同様に気圧変化との間に強い負の相関を示すが、長い IBO と気圧変化との間には明瞭な相関が見られない (長い IBO, 短い IBO について相関係数はそれぞれ $r = -0.16$, -0.70). また、IBO と気温変化との間には、これまでの期間と同様に、相関は見られない (長い IBO, 短い IBO について相関係数はそれぞれ $r = -0.05$, -0.07). また、短い IBO と気圧変化の関係に対して線形回帰すると、回帰直線の傾きは $-(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-2} \text{ min/hPa}$ と推定された. 期間 II と期間 IV を比較すると、期間 IV の方が IBO の気圧変化に対する感度が高いことが示唆される.

次に期間 V のうち 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における IBO と気圧、気温、降水量の時系列データを比較した (Fig. 3.17). 期間 V においても IBO は気圧に対して負の相関を示唆する変動が見られる. また、期間 II および IV と同様に降水量の増加に対する応答は見られない. IBO, 気圧、そして気温データを日平

均し、線形トレンドを除去して比較すると (Fig. 3.18), 同様に IBO は気圧変化に対して負の相関を示し、気温変化に対しては相関が見られない (相関係数はそれぞれ $r = -0.84$, $r = 0.09$). IBO と気圧変化の関係に対して線形回帰すると、回帰直線の傾きは $-(8.2 \pm 0.7) \times 10^{-3} \text{ min/hPa}$ と推定された. ここで、気圧変化に対する噴出サイクルの応答をより詳細に調べるために、同期間における水位回復期間、湧出期間、噴出期間の時系列データに IBO と同様の前処理を施し、気圧変化と比較した (Fig. 3.19). Fig. 3.19 を見ると、気圧変化に対して水位回復期間と噴出期間は負の相関 (Fig. 3.19a, c), 湧出期間は正の相関を示す (Fig. 3.19b). 水位回復期間、湧出期間、噴出期間と気圧変化との相関係数はそれぞれ $r = -0.93$, 0.52 , -0.67 であり、特に水位回復期間との相関が高い.

以上の解析から、IBO は期間 II, IV, V において一日以上の時間スケールで気圧と強い負の相関を示す傾向が認められた. 一方で、期間 I では降水量の増加に対して不安定モードの発生という形で応答することが示唆された. また、1 日以上での IBO と気温との相関はどの期間においても確認されなかった.

3.3.3 長期的変化の評価

長期的に IBO に影響を与える要因としては、地下水涵養の年周変化、温泉の利用に伴う帯水層圧力や温度の永年変化、帯水層周辺における応力場の変化などが考えられる (e.g., Hurwitz et al., 2008; Saptadji et al., 2016; Reed et al., 2021). 鹿部温泉地域では、しかべ間歇泉周辺でいくつかの温泉が利用されているが、それらは自噴状態であるため、流出量を継続的に測定している井戸は少なく、十分なデータを得ることができない. 地下水涵養量を直接推定することは難しいが、降水量、積雪量、そして河川水位の変化が地下水涵養の変化に関する指標になり得ると考えられる. そこで、2019 年 11 月 26 日–2023 年 7 月 31 日までの期間における IBO の変化と、大沼観測所で得られる降水量、積雪深、そして折戸川の河川水位の変化を比較した (Fig. 3.20). ただし、河川水位は水路の断面積と流速に依存するため、水位変化は必ずしも地下水涵養量の変化を反映しない.

Fig. 3.20 を見ると、折戸川の河川水位は降水量や積雪深の変化に強く影響を受けて変化していることがわかる. IBO は 3.3.1 節で述べたように夏季に短縮し冬季に延長する傾向を持ち、また、明瞭ではないが降水量の低下と積雪深の増加する期間に概ね対応して延長する傾向がある. 例えば、2022 年の期間において、IBO は 7 月以前から短縮傾向を示していたが、10 月ごろから降水量が低下するタイミングとほぼ同期して停滞し、積雪深が増加し始めた 11 月 25 日ごろから延長

に転じている。

3.4 噴出周期の定式化

3.3 節の解析結果から、しかべ間歇泉の噴出周期は幅広い時間スケールで時間変化し、特に短期的には気圧変化に強く影響を受けることが示唆された。これらの変化と噴出プロセスに寄与する物理パラメータとを定量的に結びつけ、周期変化のメカニズムを理解するためには、噴出プロセスを概念モデルに基づいて定式化することが有効である。本研究では、第 2 章で提案したしかべ間歇泉の噴出プロセスの概念モデルおよび 3.3 節の結果に基づいて、噴出周期の数理モデルを提案する。ただし、期間 II–IV で見られる IBO の多重モードは、非線形性の強い物理過程が予想され、数理モデルが複雑になると考えられる。本研究では、数ヶ月程度の長期的な周期変化に対する支配パラメータを制約することを目的とし、不確定要素を減らすために単純周期と見做せる期間 I と V における噴出プロセスを対象に定式化を行う。

周期の数理モデルを定式化するにあたっていくつかの仮定を置く。まず、今回の解析では数日から数ヶ月程度の IBO 変化を対象としているため、モデルは数時間程度の短期的変動を説明せず、各物理パラメータは 1 日で平均化された値を意味する。次に、しかべ間歇泉における内部パラメータ（例えば、帯水層圧力、熱水温度、帯水層の浸透率）は、期間 I と V において想定される変化の範囲内で、噴出継続時間および噴出率に影響を与えない。すなわち、噴出期間は定数として扱う。これは、期間 I と V において、日平均の噴出期間は水位回復期間や湧出期間に比べてほとんど時間変化していないためである (Fig. 3.24, Fig. 3.27)。そして、噴出プロセスは実際には上昇経路における温度や圧力の空間分布が重要と考えられるが、今回は数理モデルの単純化のため、上昇経路である管を一つのコントロールボリュームと見做し、その中での質量とエネルギーの収支を考えるため、各物理量は時間方向にのみ変化する。

本研究で提案する数理モデルでは、水位回復期間、湧出期間を個別に定式化する。まず、水位回復期間は、噴出停止直後の水位（初期水位）から噴出口まで水位が上昇するためにかかる時間と定義する (Fig. 3.21a)。管内の水位の上昇速度は、第 2 章の式 2.1 と同様の形式で、水位を H 、帯水層の静止水頭を H_{∞} とすれば、以下のように表せる。

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\alpha g}{S}(H_{\infty} - H) \quad (3.1)$$

ここで、 S は管の断面積、 α は浸透率に関連する比例定数、 g は重力加速度、 t は

時間である．水位が初期水位 H_0 の位置にある時の時間を $t = 0$ とすると，水位が噴出口の位置 ($H = 0$) まで上昇するためにかかる時間，すなわち，水位回復期間， τ_{RC} ，は上式を積分することによって以下のように表せる．

$$\tau_{RC} = \frac{S}{\alpha g} \log \left(1 - \frac{H_0}{H_\infty} \right) \quad (3.2)$$

湧出期間は，深部から熱水が供給され，噴出口から低温の熱水が流出することによって管内で熱エネルギーが蓄積するプロセスと定義する (Fig. 3.21b)．ここで，管内のエネルギーを U とすると，熱水の供給と湧出に伴う U の変化は以下のように書ける．

$$\frac{dU}{dt} = q_{in}h_s - q_{out}h_d \quad (3.3)$$

ここで， q_{in} および q_{out} はそれぞれ供給される熱水，噴出口から湧出する熱水の質量流量である． h_s および h_d はそれぞれ供給される熱水，湧出する熱水の比エンタルピーである． q_{in} および q_{out} は水の密度に依存し，特に湧出期間において気泡が発生する場合には q_{in} と q_{out} は異なる値を持つ可能性があるが，今回は簡単のために気泡の存在を考慮せず， $q_{in} = q_{out} = q_{OF}$ とする． q_{OF} は式 3.1 に $H = 0$ を代入し，水の密度を掛けることで得られる．

$$q_{OF} = \rho_w S \frac{dH}{dt} = \rho_w \alpha g H_\infty \quad (3.4)$$

つまり，式 3.3 は以下のように書き直せる．

$$\frac{dU}{dt} = \rho_w \alpha g H_\infty (h_s - h_d) \quad (3.5)$$

H_∞ ， h_s は短期的には一定であり（上記の仮定から）， h_d も湧出期間において一定と見做せば（実際，しかべ間歇泉では熱水が 100 °C に近い温度で湧出し始める（第 2 章 2.5.2 節）），式 3.5 の右辺は定数となるため， U は湧出期間において線形に変化する関数である． U が上昇してある閾値 U_{cr} に達した時に急激に沸騰が進展し噴出を誘発するとした時，式 3.5 を $U(0) = 0$ ， $U(\tau_{OF}) = U_{cr}$ の下で積分すると湧出期間 τ_{OF} が得られる．

$$\tau_{OF} = \frac{U_{cr}}{\rho_w \alpha g H_\infty (h_s - h_d)} \quad (3.6)$$

最後に，噴出期間 τ_{EP} は前述の仮定の通り定数として扱い，観測期間の平均値を用いる．以上から，IBO は τ_{RC} ， τ_{OF} ， τ_{EP} の和であるため，

$$IBO = \tau_{RC} + \tau_{OF} + \tau_{EP} = \frac{S}{\alpha g} \log \left(1 - \frac{H_0}{H_\infty} \right) + \frac{U_{cr}}{\rho_w \alpha g H_\infty (h_s - h_d)} + \tau_{EP} \quad (3.7)$$

と表せる．また， τ_{RC} と τ_{OF} の比をとると， α に依存しない形式が得られる．

$$\frac{\tau_{OF}}{\tau_{RC}} = \frac{U_{cr}}{\rho_w S H_{\infty} (h_s - h_d) \log \left(1 - \frac{H_0}{H_{\infty}} \right)} \quad (3.8)$$

3.4.1 各パラメータに対する周期モデルの応答

前節で提案したモデルの，物理パラメータの変化に対する応答を調べることで，実際の周期変化の物理メカニズムを議論する上で重要な洞察が得られる．ここでは，式 3.2 と式 3.6 を無次元化し， H_{∞} ， α ， S ， h_s ， U_{cr} の変化に対する τ_{RC} と τ_{OF} を変化の傾向を調べる．

新たに以下の無次元数を定義する．

$$\tilde{H}_{\infty} = \frac{H_{\infty}}{H_{\infty 0}} \quad (3.9)$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_0} \quad (3.10)$$

$$\tilde{S} = \frac{S}{S_0} \quad (3.11)$$

$$\tilde{h} = \frac{h_s - h_d}{h_0 - h_d} \quad (3.12)$$

ここで， $H_{\infty 0}$ ， α_0 ， S_0 ， h_0 はそれぞれ静止水頭，比例定数，管断面積，そして供給熱水と流出熱水の比エンタルピー差の初期値である．これらのパラメータを用いて， τ_{RC} と τ_{OF} の無次元形式は以下のように定義できる．

$$\tilde{\tau}_{RC} = \frac{g\alpha_0}{S_0} \tau_{RC} \quad (3.13)$$

$$\tilde{\tau}_{OF} = \frac{\rho_w g \alpha_0 H_{\infty 0} (h_0 - h_d)}{U_{cr}} \tau_{OF} \quad (3.14)$$

上記の無次元数を用いて式 3.2，3.6，3.8 を修正すると，それぞれ以下のように表せる．

$$\tilde{\tau}_{RC} = \frac{\tilde{S}}{\tilde{\alpha}} \log \left(1 - \lambda \frac{1}{\tilde{H}_{\infty}} \right) \quad (3.15)$$

$$\tilde{\tau}_{OF} = \frac{1}{\tilde{\alpha} \tilde{H}_{\infty} \tilde{h}} \quad (3.16)$$

$$\frac{\tilde{\tau}_{OF}}{\tilde{\tau}_{RC}} = \frac{1}{\tilde{S} \tilde{H}_{\infty} \tilde{h} \log \left(1 - \lambda \frac{1}{\tilde{H}_{\infty}} \right)} \quad (3.17)$$

ここで、無次元パラメータ λ は以下ようになる。

$$\lambda = \frac{H_0}{H_{\infty 0}} \quad (3.18)$$

$\tilde{H}_{\infty}$, $\tilde{\alpha}$, $\tilde{h}$, $\tilde{S}$ を 0.5–2 の範囲で変化させた時の $\tilde{\tau}_{RC} + \tilde{\tau}_{OF}$ および $\tilde{\tau}_{OF}/\tilde{\tau}_{RC}$ の変化を調べる。第 2 章における観測結果から、それぞれのパラメータの初期値を $H_{\infty 0} = 4.2$ m, $\alpha_0 = 5.5 \times 10^{-6}$ m/s, $h_0 = 4.8 \times 10^5$ J/kg (114 °C の飽和比エンタルピー), $S_0 = 0.0170$ m² とすると, $H_{\infty} = 2.1$ –8.4 m, $\alpha = 2.8 \times 10^{-6}$ – 1.1×10^{-5} m/s, $h_s = 4.4 \times 10^5$ – 5.6×10^5 J/kg (約 104–133 °C の温度範囲), $S = 8.5 \times 10^{-3}$ – 3.4×10^{-2} m² の範囲を考慮することになる。各パラメータの変化に対して計算した $\tilde{\tau}_{RC} + \tilde{\tau}_{OF}$ および $\tilde{\tau}_{OF}/\tilde{\tau}_{RC}$ の結果を Fig. 3.22 に示す。なお、それぞれの結果について、変化させたパラメータ以外の値は 1 に固定している。 $\tilde{h}$ と $\tilde{H}_{\infty}$ の変化に対するモデルの応答は類似しており、パラメータ値の増加に対して $\tilde{\tau}_{RC} + \tilde{\tau}_{OF}$ および $\tilde{\tau}_{OF}/\tilde{\tau}_{RC}$ は減少する傾向を示す。 $\tilde{\alpha}$ の増加に対して $\tilde{\tau}_{RC} + \tilde{\tau}_{OF}$ は減少する傾向を示すが、式 3.17 で予測された通り、 $\tilde{\tau}_{OF}/\tilde{\tau}_{RC}$ は $\tilde{\alpha}$ の変化に応答しない。 $\tilde{S}$ が増加すると $\tilde{\tau}_{RC} + \tilde{\tau}_{OF}$ は一次関数的に増加し、逆に $\tilde{\tau}_{OF}/\tilde{\tau}_{RC}$ は反比例的に減少する。

3.4.2 周期の気圧応答および長期的変化への適用

Fig. 3.19 から、2022 年 7 月 1 日–2022 年 8 月 31 日において、気圧の変化に対して水位回復期間および噴出期間は負の相関をもち、湧出期間は正の相関を持つことがわかった。しかし、水位回復期間が気圧の変化に対して逆相関するという事実は直感的ではない。なぜなら、気圧が上昇すると井戸の水面および周辺の地盤、すなわち井戸周辺の帯水層に荷重がかかるが、帯水層内では多孔質媒質内の間隙水と土粒子マトリックスが気圧荷重と釣り合うため、井戸内の水圧上昇量が帯水層内の間隙圧上昇量を上回る (e.g., Wang and Manga, 2021, 2023)。つまり、気圧が上昇すると水位回復時間は延長すると予測される。そこで、水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間の気圧変化に対する応答メカニズムとして、以下の仮説を提示する。1. 気圧が上昇すると管内の水および CO₂ の飽和温度が上昇し、発泡を抑制することで噴出時間が短くなる。逆に気圧が低下すると飽和温度が低下するため発泡が促進され、噴出時間が長くなる。2. 噴出時間が短縮すると水位低下量が減少するため、次の水位回復時間が短縮する。逆も同様である。3. 飽和温度が上昇して発泡が抑制されると、噴出に必要な熱エネルギーが上昇するため、湧出期間が延長する。逆も同様である。

上記の仮説に基づいて、前節で確立した数理モデルを水位回復期間および

湧出期間のデータに適用する．水位回復期間において気圧変化は初期水位に影響するため，気圧が ΔP 変化した時，初期水位は定数 A を用いて $H_0 + A \cdot \Delta P$ になると仮定する． H_0 は本期間における平均的な初期水位の値を意味する．同様に，湧出期間において気圧変化は噴出に必要な熱エネルギー増加量に影響するため，気圧変化量 ΔP に対して熱エネルギーは定数 B を用いて $U_{cr} + B \cdot \Delta P$ になると仮定する．まず，水位回復期間と気圧変化のデータ (Fig. 3.19a) に対して， H_∞ ， α ， H_0 ， A を未知数として，式 3.2 をフィッティングした．続いて，推定された H_∞ と α の値を式 3.6 に代入し， $h_s = 4.78 \times 10^5$ J/kg および $h_d = 3.98 \times 10^5$ J/kg (それぞれ 114 °C, 95 °C の水の比エンタルピー) を仮定して， U_{cr} ， B を未知数として式 3.6 を湧出期間と気圧変化のデータ (Fig. 3.19) にフィッティングした．フィッティングの結果および推定されたパラメータの値を Fig. 3.23 と Table. 3.1 に示した．モデルと観測値は概ね整合しており，得られた H_∞ ， α ， H_0 の値は管内の圧力観測から推定された値 (それぞれ，4.24 m, 5.57×10^{-6} m s, -8.56 m) と矛盾しない．また，求められた A と B の値から，気圧変化に対する初期水位と熱エネルギーの応答はそれぞれ 2.32×10^{-2} m/hPa, 1.74×10^3 J/hPa となる．

次に，IBO の数ヶ月にわたる長期的な時間スケールの変動を支配する物理的要因を理解するために，同期間における水位回復期間と湧出期間の時系列データに本モデルを適用する．本期間の水位回復期間，湧出期間，そして噴出期間の時系列データを見ると (Fig. 3.24)，水位回復期間には気圧への応答に伴う短期的な変化が，湧出期間には一時関数的に短縮する傾向が見られる．また，噴出期間には系統的な変化は見られない．本解析では気圧変化による応答よりも長い時間スケールでの変動を対象とするため，ノイズとなる気圧由来の変動を時系列データから除去する必要がある．ここでは，以下の式のように，時系列データが線形のトレンド成分 (β_{trend})，気圧由来の変動 (β_{airP})，そして誤差 (δ) の和で表せると仮定し，多重線形回帰を用いて気圧由来の変動を除去する．

$$data = \beta_{trend} + \beta_{airP} + \delta \quad (3.19)$$

Fig. 3.25 に水位回復期間と湧出期間の時系列データから気圧由来の変動を除去した結果を示す．以上の処理を行なったことで，特に水位回復期間には，変動幅が約 4 秒と僅かであるものの，低下のトレンドが明瞭に現れた (Fig. 3.25d)．

気圧由来の変動を除去した水位回復期間と湧出期間の時系列の傾向から，長期的な変動を支配する要因を推定する．まず，噴出期間に系統的な変化が見られないこと，データが取得された時期にはスケール抑制剤が問題なく注入され，噴出活動が安定していたことを踏まえ，初期水位と管の断面積は変化していないと仮定する．つまり，静止水頭 H_∞ ，比例定数 α ，供給熱水の比エンタルピー h_s が

変化した可能性を考慮する．ここで、水位回復期間と湧出期間の比 (τ_{OF}/τ_{RC}) をとると、 τ_{OF}/τ_{RC} は系統的に低下する傾向を示す (Fig. 3.26a) ため、少なくとも H_∞ か h_s のどちらか、あるいは両方が変化していると考えられる．しかべ間歇泉における供給熱水の温度は、本研究における観測結果と大谷 (1961) やアクアジオテクノ (2014) の結果と比較しても、ほとんど違いは見られない．また、しかべ間歇泉は自噴井であるため、海水や地下水が混入して顕著に温度が変化するとは考えにくい．そこで、 τ_{OF}/τ_{RC} の時間変化は静止水頭の時間変化にのみ依存すると仮定する． H_∞ の時間関数として $H_\infty = A_H + B_H t$ を導入し、式 3.8 を τ_{OF}/τ_{RC} にフィッティングして A_H および B_H の値を求めた (Table. 3.2)．なお、初期水位 H_0 と湧出期間における熱エネルギー増加量 U_{cr} は Table. 3.1 の推定値を用いた．推定の結果、モデルは τ_{OF}/τ_{RC} を良く説明する一方で、水位回復期間と湧出期間を説明できていない (Fig. 3.26a–c)．つまり、水位回復期間および湧出期間の時間変化には、静止水頭だけでなく比例定数 α の変化も寄与している可能性がある．次に、式 3.2 と式 3.6 に推定した H_∞ の時間関数を代入し、そして α の時間関数として $\alpha = A_\alpha + B_\alpha t$ を仮定して、水位回復期間と湧出期間の和 $\tau_{RC} + \tau_{OF}$ を説明する A_α および B_α を推定した (Fig. 3.26d–f, Table. 3.2)．Fig. 3.26d–f を見ると、 α の時間変化を考慮することによって、モデルは $\tau_{RC} + \tau_{OF}$ だけでなく水位回復期間および湧出時間の時系列ともよく整合する．以上の解析から、本期間における IBO の時間変化は静止水頭および比例定数の両方の時間変化で説明することができた．また、この時静止水頭は 0.39 m の上昇、比例定数は $0.31 \times 10^{-6} \text{ m s}$ の低下が推定された．

同様の解析を期間 I のデータにも適用する．期間 I における水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間の時系列データを見ると、水位回復期間および湧出期間はともに延長したのちに高止まりになる変化を示し (Fig. 3.27a, b)、噴出期間は一時的な変動はあるものの、平均的にはほとんど変化しない (Fig. 3.27c)．水位回復期間および湧出期間の比 (τ_{OF}/τ_{RC}) をとると、 τ_{OF}/τ_{RC} は系統的に上昇する傾向を示すため、少なくとも静止水頭が変化した可能性がある．期間 V における推定手順と同様に、静止水頭の時間関数として $H_\infty = C_H + D_H \exp(\tau_H/t)$ を仮定し、式 3.8 を τ_{OF}/τ_{RC} にフィッティングして C_H , D_H , そして τ_H を推定した (Table. 3.3)．なお、水位回復期間および湧出期間におけるデータの欠損部分は線形内挿している．また、期間 I における噴出期間の平均値は 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における値とほとんど変わらない (それぞれ 64.2 秒, 63.8 秒) ため、期間 I と期間 V とでは噴出プロセスはほとんど変わらないと仮定し、初期水位 H_0 と湧出期間におけるエネルギー増加量 U_{cr} は期間 I と同様の値を使用した．Fig. 3.28a–c

を見ると、モデルは τ_{OF}/τ_{RC} を良く説明する一方で、水位回復期間と湧出期間は説明できていない。よって、期間 I においても、IBO の変化は静止水頭だけでなく比例定数 α の変化にも起因する可能性がある。そこで、 α の時間関数として $\alpha = C_\alpha + D_\alpha \exp(\tau_\alpha/t)$ を仮定し、水位回復期間と湧出期間の和 ($\tau_{RC} + \tau_{OF}$) を説明する C_α , D_α , τ_α をフィッティングにより推定した (Table. 3.3)。モデルは水位回復期間および湧出期間の両方とよく整合しており (Fig. 3.28d-f)、この時の H_∞ は 3.31 m から 2.35 m に低下し、 α は 5.01×10^{-6} m s から 5.51×10^{-6} m s に上昇したと推定された。

3.5 議論

3.5.1 周期モデルの妥当性

3.4 節ではしかべ間歇泉における噴出サイクルの概念モデルに基づいて噴出周期を表現する数理モデルを提案した。また、モデルを無次元化し、周期に影響を与え得るパラメータの変化に対するモデルの応答を調べた。さらに、気圧変化と水位回復期間および湧出期間との関係に対して、また期間 I および期間 V の水位回復期間および湧出期間の数ヶ月程度にわたる時間変化に対して数理モデルを適用し、周期変化を説明する未知パラメータの値を推定した。本節では本モデルにおいて用いた仮定や考慮していない物理過程を整理し、モデルの妥当性について考察する。

本モデルは水位回復期間を帯水層からのダルシー則に基づく熱水供給率のみを用いて定式化しており、つまり管内の質量収支のみを考慮している。しかし、実際には湧出開始時の熱水温度は 100 °C 以下であるため、極めて小さいと思われるものの、水位の上昇中に放熱が生じていると考えられる。水位回復期間における放熱プロセスとしては、1. 強制対流による水面から大気への放熱、2. 熱水から管壁を通した周囲の地層への熱伝達、3. 水蒸気の水面からの放出による放熱、4. 熱水中で生じた CO₂ ガスの水面からの放出による放熱、などが挙げられる。特に水位回復期間初期においては噴出期間の余効活動である水蒸気や CO₂ ガスの気泡の上昇によって管内の対流が促進されていると考えられる。これらの要因は水位回復期間および湧出期間の両方に影響する可能性がある。まず、水位回復期間において、管内の熱水密度は深さ方向に一定と仮定しているが、実際には水柱の温度分布と圧力分布を考慮すると密度は深さ方向に変化する (Shteinberg et al., 2013)。さらに、放熱によって密度の空間分布が変化すると、管内の水頭 (τ_{RC} における H) が変化するため、 τ_{RC} も変化すると考えられる。次に、湧出期間におい

て、 τ_{OF} は熱水の供給と噴出口からの流出による熱エネルギー収支を解くことによって定式化されており、噴出に至るまでの熱エネルギー変化量として導入されたパラメータ U_{cr} は一定と仮定されている。しかし、水位回復期間における放熱量の変化を考慮した場合、湧出開始時点における熱エネルギーの初期状態が変化するため、 U_{cr} も変化すると考えられる。また、噴出口から湧出する熱水の比エンタルピー h_d を一定と仮定しているが、特に水面付近での放熱量の変化が著しくなる場合は h_d の変化を考慮する必要があると考えられる。噴出口に大きな水面を湛える Pool geyser や火口湖の熱エネルギー変化に対しては、水面からの強制対流による放熱や深部からの熱供給のバランスを考慮した数理モデル化がなされている (e.g., Fournier et al., 2009; Hurwitz et al., 2014; Terada et al., 2017; Liu et al., 2023)。一方で、噴出口が比較的小さい Cone geyser において、上昇経路内のプロセスは大気条件の影響をほとんど受けないだろうと指摘されている (Hurwitz et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a)。しかべ間歇泉は管径が約 15 cm と比較的小さく、噴出周期は 10 数分と短いため、本モデルにおける仮定は一定の期間の範囲内では成立すると考えられる。本研究ではモデルを 2–3 ヶ月程度の周期変化に対して適用しているが、さらに長期的なデータに適用する場合—例えば、夏季と冬季を含む期間—は、気温変化に伴う放熱量の影響は無視できなくなる可能性がある。これらの影響を評価するためには、連続的に管内の温度分布に関するデータを取得する必要があるが、そのような観測を実施するのは現実的には困難である。また、噴出口における温度の連続観測によるデータも、水位回復期間における放熱量の変化や湧出期間における流出温度の変化を把握する手段となり得る。しかし、本研究で使用した熱電対は応答の時間遅れがあるとともに、時折アンプの不備により基準接点温度のドリフトが見られるため、今回の解析では温度データをモデルに導入するのは難しいと判断し使用しなかった。

また、本研究では噴出期間を数理モデル化していない。噴出期間は巨視的には噴出口からの噴出と帯水層からの供給による質量と熱エネルギーの収支に関する微分方程式を時間で積分することで得られると考えられる。水位回復期間や湧出期間においては気相の発生に伴う流動様式の変化が小さいため、帯水層からの供給率や噴出口からの流出率は单相のダルシー流で近似した。しかし、噴出期間では管内の急激な気相の発生によって流動様式が気泡流からスラグ流、環状流へと変化すると考えられる (e.g., Lu et al., 2006; Watson et al., 2014; Cai et al., 2021)。気泡の発生は流体の状態方程式に依存するため、噴出率は管内の圧力・温度分布の関数になると考えられる。すなわち、噴出率を厳密にモデル化するためには、管内の質量保存、運動量保存、エネルギー保存、そして流体の状態方程式か

らなる連立偏微分方程式を解く必要があるだろう。さらに、しかべ間歇泉では噴出時に帯水層内でも気相が発生することによって熱水の過剰供給が生じている可能性があるため（第2章）、また、噴出率および供給率ともに解析的な取り扱いが難しくなる。噴出期間の取り扱いは、水位回復期間における初期水位に影響を与える。本研究でモデルを適用した期間は単純周期を示しており、噴出期間の日平均値がほぼ一定のため（Fig. 3.24c, Fig. 3.27c）、噴出率および供給率が一定と仮定することで初期水位を定数として扱った。しかし、噴出期間に系統的な時間変化が見られる場合や、多重周期など時間スケールの短い振る舞いに対してモデルを適用する場合は、初期水位の変化を考慮する必要があると考えられる。上記で挙げた流体の支配方程式について、いくつかの近似を施すことで定常状態の噴出速度や気相飽和度の分布などの解析解を導出した研究例がいくつか存在する（e.g., 湯原・瀬野, 1969; Pan et al., 2011c; Leon, 2016）。これらの例を手がかりに、供給熱水のエンタルピーや供給率に基づいて噴出率の時間関数を近似する方法が得られるかもしれないため、今後の研究課題としたい。

本モデルはしかべ間歇泉のような上昇駆動型の減圧沸騰タイプの間歇泉における噴出サイクルを想定して定式化されている。Old Faithful Geyser では水位回復期間について、一定の熱水供給率と対流による温度上昇を考慮したモデル式が提案されているが、湧出期間についてはレイリー分布に従うと仮定しており、物理的なモデル化はされていない（O'hara and Esawi, 2013）。本モデルは、上昇経路の形状や熱水供給条件などの制約が必要であるものの、減圧沸騰タイプの間歇泉で多く見られる特徴を反映しており、他の間歇泉における周期変化に対しても適用が可能であると考えられる。

3.5.2 推定されたパラメータの評価と解釈

本モデルを気圧変動と水位回復期間および湧出期間との関係に対して適用した結果、静止水頭や初期水位、浸透率に関連する定数、また湧出期間における熱エネルギー変化量を推定した（Fig. 3.23, Table. 3.2）。しかべ間歇泉では2022年1月11日に管内の圧力データから静止水頭、初期水位、比例定数 α の値を推定しており（第2章, Fig. 2.13, Fig. 2.14）、本モデルによる推定値と概ね整合する。しかし、静止水頭の値は管内の圧力観測に基づく推定値に比べ約1 m 低い値を示す（Fig. 2.13, Table. 3.1）。圧力観測を実施した後、IBOは単純周期に変化してから2022年7月1日–8月31日まで低下傾向にあるため（Fig. 3.4e）、IBOの長期的な変化が帯水層からの供給率に依存すると単純に仮定した場合、静止水頭はむしろ高くなると予想される。このような差異が生じる原因としては、1. IBO デー

タに含まれる，初期水位以外のパラメータの変化による影響を除去できていない，2. IBO のみでは水位上昇速度の時間関数に関する情報が得られず，静止水頭や定数 α ，初期水位とのトレードオフによって推定誤差が生じる，3. データの観測誤差の影響，4. 水位回復プロセスの変化，などが複合的に関与していると考えられる．今回の解析では，IBO の短期的な変動が気圧変動に伴う初期水位の変化に依存すると仮定しているが，線形トレンドの除去のみでは考慮できていない静止水頭や浸透率の変化が IBO に含まれている可能性は十分あり得る．また，IBO が単純周期を示す期間 V は，スケール抑制剤の注入が適切に機能している期間に対応し，圧力観測を実施した期間 IV に比べて噴出の勢いが著しく大きくなっていた．噴出率が高くより深部まで沸騰が生じた場合，帯水層内においてより広範囲で気泡が形成することによってバルクの浸透率が低下し，一時的に供給率が低下する可能性がある．すなわち，静止水頭や浸透率に変化していなかったとしても，管内への供給率の低下によって水位回復期間が増加すると，逆推定される静止水頭は本来の値より小さくなると予想される．このような噴出プロセスの変化による水位回復プロセスの影響を評価するためには，再度管内の圧力観測を行う必要があるだろう．また，初期水位は圧力観測による推定値に比べて約 2 m 深部に求められた (Fig. 2.13, Table. 3.1)．初期水位も静止水頭と同様に推定誤差が生じている可能性があるが，期間 V は期間 IV よりも噴出率が高いと予想されるため，水位低下量の増加は妥当と考えられる．

本モデルを IBO の長期的な時間変化にも適用することで，時系列データを説明する静止水頭および比例定数 α の変化を推定した．この際，初期水位 H_0 および熱エネルギー変化量 U_{cr} は，気圧変動に対する水位回復期間および湧出期間の応答から推定した値を定数として使用した．しかし，これらに推定誤差が含まれる場合，静止水頭 H_∞ および比例定数 α の推定結果にも影響すると考えられる．そこで， H_0 および U_{cr} のばらつきに対する H_∞ および α の推定値の変化を調べた．最初に推定した H_0 および U_{cr} の値に $\pm 5\%$ の誤差を考慮して， $H_0(1 + 0.05)$ と $U_{cr}(1 + 0.05)$ ，および $H_0(1 - 0.05)$ と $U_{cr}(1 - 0.05)$ の 2 通りの組み合わせを用いて H_∞ と α の時間関数を推定した．推定の結果，2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日および 2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 24 日どちらの期間においても，水位回復期間および湧出期間の理論値は観測値をよく説明していることがわかる (Fig. 3.26, Fig. 3.28)．一方で，それぞれの場合について推定された H_∞ および α の時間関数を比較すると Fig. 3.29 および Fig. 3.30 の青と緑の実線になる．2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における H_∞ の変化量は， H_∞ の絶対値が小さい順にそれぞれ 0.32 m, 0.40 m, 0.51 m である．同様に α の変化量は， α の絶対値が小さい順

にそれぞれ $0.32 \times 10^{-6} \text{ m s}$, $0.31 \times 10^{-6} \text{ m s}$, $0.30 \times 10^{-6} \text{ m s}$, と求められた. 2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 24 日における H_{∞} の変化量は, H_{∞} の絶対値が小さい順にそれぞれ 0.78 m, 0.95 m, 1.19 m, 同様に α の変化量は, α の絶対値が小さい順にそれぞれ $0.46 \times 10^{-6} \text{ m s}$, $0.41 \times 10^{-6} \text{ m s}$, $0.36 \times 10^{-6} \text{ m s}$ と求められた. U_{cr} および H_0 の誤差を考慮した場合, それぞれの値が大きいほど推定される H_{∞} と α の時間変化量は基準値に比べて大きくなる (Fig. 3.29, Fig. 3.30). また, H_{∞} と α の絶対値に着目すると, U_{cr} と H_0 の値が大きいほど H_{∞} の絶対値は基準値より大きく, α は小さく推定され, 反対に U_{cr} と H_0 の値が小さいほど H_{∞} は基準値より小さく, α は大きく推定される (Fig. 3.29, Fig. 3.30).

以上から, 本モデルを適用する際に H_0 と U_{cr} の誤差を考慮すると, 推定される H_{∞} や α の絶対値は大きなばらつきを持つことがわかった. すなわち, 管内の圧力変化や温度変化などの熱水供給に関わる直接的な観測量が得られない場合は, 推定されるパラメータの絶対値に基づいて議論したり, 周期変化を予測したりすることは難しい. むしろ, 本研究で提案するモデルは周期変化に寄与するパラメータの切り分けや, その変化量を推測する手段として有効であると考えられる.

3.5.3 短期的な周期変化の要因：外的要因に対する応答

本研究では, IBO の短期的な変化と, 気象条件および潮位とを比較した. 本節では, 得られた結果に基づいて IBO と外的要因との因果関係と, 外的要因が IBO に与える物理メカニズムを議論する. 期間 V における IBO のピリオドグラムは 1 日周期および半日周期で高いピークを示すことがわかった. 加えて, IBO と気圧, 気温, 潮位との間で振幅二乗コヒーレンスを調べると, 特に気温と潮位に関して 1 日周期, 半日周期で高いコヒーレンシーを示した (Fig. 3.8, Fig. 3.9). 相互相関関数からは, IBO と気温との間に 3 時間の時間遅れ, 潮位との間に 5 時間の時間遅れで相関が高いことがわかった (Fig. 3.10b, c). 気温が IBO に影響を与える場合, 気温変化が水位回復期間および湧出期間において水面付近の温度を変化させるというメカニズムが考えられる. Daisy Geyser や Doublet Pool といった Pool geyser のように地表面で大きな水面を持つ場合, 気温低下や強風が水面からの放熱効率を促進し水温が低下するため, 休止期間が延長すると指摘されている (Fournier et al., 2009; Hurwitz et al., 2012a; Hurwitz et al., 2014; Liu et al., 2023). しかし, しかべ間歇泉で同様に考えた場合, 気温と IBO に正の相関が生じることと矛盾する. 加えて, 気温変化が管内の水温に影響する場合, IBO の応答はほとんど時間遅れが無く生じると予想され, 相互相関関数で示されたよう

な 3 時間の遅れを伴って変化するとは考えにくい。対して、固体潮汐は間歇泉の噴出周期に影響しないと指摘されてきたが (Rojstaczer et al., 2003; Hurwitz et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a), 海洋潮位の影響は報告された例が今のところ存在しない。潮位変化が IBO に影響を与える場合、海面変化に伴う帯水層への荷重による間隙圧変化によって管内への熱水供給率が変化するというメカニズムが考えられる (湯原・瀬野, 1969)。すなわち、潮位が上昇すると IBO は短縮すると予想される。別府温泉では海洋潮位と温泉の湧出量が明瞭な正の相関を示す観測事実が得られている (野満・他, 1938; 川端, 1950)。また、しかべ間歇泉近傍の温泉でも、井戸水位と海洋潮位が同じ変動パターンを示すと報告されている (アクアジオテクノ, 2014)。相互相関関数からしかべ間歇泉と海洋潮位との間には負の相関が見られるため (Fig. 3.10c), 海岸付近に位置する温泉の観測事実と整合的である。

IBO が日周変動を生じる他の要因としては、道の駅しかべ間歇泉公園内にある蒸し釜の利用状況による影響が考えられる。蒸し釜はしかべ間歇泉から約 50 m 離れた位置にあり、揚湯試験によって 250 L/min を超える揚湯を行うと間歇泉の噴出周期が延長することが確認されている (アクアジオテクノ, 2014)。蒸し釜は来園者向けに卵や野菜などの調理場として利用されているため、その湧出状況によっては間歇泉に影響している可能性がある。現状、蒸し釜の開栓のタイミングや湧出量といった利用状況は把握できていないが、2023 年 1 月 1 日–3 月 19 日の期間は毎週水曜日が休園日であるため、休園日と前後 2 日間の IBO を比較し、両者に明瞭な違いがあるかどうかを確かめた。Fig. 3.31 に道の駅の休園日とその前後 2 日における IBO を比較した図を示す。IBO は 30 サンプルの幅で移動平均を取り、2 次のトレンドを除去してプロットしている。Fig. 3.31 を見ると、抽出した期間では 1 日周期と半日周期の変動が明瞭でない日もあるが、休園日と開園日で IBO の傾向に大きな違いは無いように見える。以上から、本研究の観測期間において、しかべ間歇泉の短期的な IBO 変化における蒸し釜の影響はほとんど無いと考えられる。

IBO と気圧との間には、期間 I 以外の期間で明瞭な負の相関が見られ (Fig. 3.14a, Fig. 3.16a, Fig. 3.18a), IBO は気圧変化に影響を受けることが示唆された。また、期間 V について気圧変化と水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間との対応を調べると、気圧変化に対して水位回復期間および噴出期間は負の、湧出期間は正の相関を示した (Fig. 3.19)。これらの結果から、気圧変化は管内の熱水や帯水層内の間隙水への荷重変化によって熱水供給プロセスに作用するというよりも、飽和温度を変化させることによって噴出プロセスに影響を与えている

という仮説を提案した (3.4.2 節).

Old Faithful Geyser を代表とするイエローストーン国立公園にある複数の間歇泉では潮汐や気象条件が周期に与える影響が複数の先行研究によって調べられてきた (Rinehart, 1972; White and Marler, 1972; Rojstaczer et al, 2003; Hurwitz et al., 2014). しかし, データの取得期間が短く, 欠測期間が含まれるといった問題があり, 結論が相反的で明瞭な証拠は得られなかった (Rinehart, 1972; White and Marler, 1972; Rojstaczer et al, 2003). その後, Hurwitz et al. (2014) は Old Faithful Geyser と Daisy Geyser で取得された 2001 年–2011 年の長期的な噴出周期データを解析し, 気圧変化は噴出周期に影響を全く与えないか, ほとんど与えないと結論づけた. 一方で, 気圧が噴出周期に影響を与える可能性を示した報告はわずかながらに存在する. Nikrou et al. (2013) はニュージーランドの Waiotapu Geyser で水温の連続観測を行い, 噴出周期が気圧変化と負の相関を持つことを示したが, 気圧が噴出周期を変化させる物理メカニズムについては議論していない. また, Piao et al. (2022) は CO₂-driven cold-water geyser である Tenmile Geyser において隔年で観測された計 2 ヶ月程度の噴出周期データと気温および気圧データとを比較し, 気圧と気温の日周変動が噴出周期の日周変動の傾向と概ね対応することを示した. 気圧が高く気温が低い時には噴出周期が延長し, 反対に気圧が低く気温が高い時に噴出周期が短縮する傾向から, 気圧変化は地下水の供給率を, 気温変化は井戸内の水温を変化させることで CO₂ の飽和温度に影響すると解釈された (Piao et al., 2022). また, この観測では井戸内における 2 つの深度で圧力測定が行われており, それらの差圧から噴出サイクルにおける 2 点間の密度変化が推定された. 噴出サイクルにおける密度変化を発泡した CO₂ の体積分率に変換し, 気圧と気温変化に対する CO₂ 体積分率の変化を比較すると, 気圧が低く気温が高いほど CO₂ 体積分率が高くなる傾向が見られた. しかべ間歇泉は CO₂-driven cold-water geyser とは異なり水の沸騰によって噴出するが, 気圧変化が気泡の形成における飽和温度に影響するという点で, Piao et al. (2022) の結果と類似している. 上記で述べたように, Tenmile Geyser では気圧だけでなく気温の変化も噴出周期に影響することが示唆されているが, しかべ間歇泉では気温が噴出周期に影響する証拠は得られていない (Fig. 3.12, Fig. 3.14, Fig. 3.16, Fig. 3.18). これは, Tenmile Geyser があるユタ州のコロラド高原は砂漠地帯であり, 観測期間における 1 日の気温差は 15.85–37.48 °C と比較的大きく, Tenmile Geyser の噴出周期は平均 7.83–9.12 h としかべ間歇泉に比べて長いためと考えられる.

以上から, しかべ間歇泉では短期的に気圧と海洋潮位に影響を受けて IBO

が変化することが示唆された。特に、気圧変化と噴出周期の関係はこれまでほとんど確認されなかったが、しかべ間歇泉において高い時間分解能で IBO を検出し、さらに水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間との対応を調査したことで詳細な物理プロセスについて洞察を得られた。本結果から示されるように、気圧の変化に伴う IBO の変化量はより長期的なトレンドに比べて非常に小さい。本解析は主に時間情報のみに基づいて気圧の影響を議論しているため、より詳細な物理メカニズムを理解するためには、噴出における管内の相変化を伴う流動プロセスをモデル化する必要があるだろう。

3.5.4 長期的な周期変化の要因

3.3.3 節では IBO の長期的な変化が地下水涵養の年周変化と関連している可能性が示唆された (Fig. 3.20)。また、3.4.2 節では 2–3 ヶ月にわたる IBO の変化が静止水頭 H_{∞} と比例定数 α の時間変化の組み合わせで説明できた。比例定数 α の変化は、主に浸透率の変化に起因すると考えられるため、以下の議論では浸透率の変化として取り扱うことにする。期間 V における IBO の低下は静止水頭の上昇および浸透率の低下、反対に期間 I における IBO の上昇は静止水頭の低下および浸透率の上昇で説明される。長期的に静止水頭が時間変化する要因としては、1. 降水量および積雪の影響により地下に浸透する天水の量が変化することで、温泉帯水層よりも浅部にある普通地下水の水圧が変化し、下位の温泉帯水層への荷重変化として影響する (湯原, 1963; 湯原・瀬野, 1969)、2. 温泉水の起源となる地下水の涵養域で降水量や積雪量の変化に伴って涵養量が変化し、温泉帯水層への水供給量が変化する、3. 周辺温泉の揚湯量の変化によって帯水層圧力が変化する (湯原・瀬野, 1969)、4. 広域的な温泉の利用に伴う温泉湧出量が永年変化する (湯原・瀬野, 1969)、そして 5. 地殻変動に伴う帯水層周辺の体積ひずみによって帯水層圧力が変化する、などが挙げられる。これらの候補のうち、降水量や積雪量の影響に関連するのは 1. と 2. であるが、2. の場合、地下水の涵養量の変化が温泉帯水層への流量の変化として現れるまでには、数ヶ月程度の時間遅れが生じると考えられる (e.g., Yan et al., 2022)。例えば、降水量の低下と積雪量の増加によって地下水涵養量が低下し、温泉帯水層の静止水頭が低下することで IBO は上昇すると期待されるが (e.g., Kiryukhin, 2016)。3.3.3 節で述べたように、2022 年 10 月頃の降水量の減少と IBO の停滞、そして積雪量の増加と IBO の上昇はほとんど時間遅れなく生じる (Fig. 3.20)。一方で、1. の場合、降水量や積雪量の変化に伴う浅部の普通地下水の圧力変化が温泉帯水層に与える影響の遅れは小さいと予想される (e.g., 湯原・瀬野, 1969)。3. や 4. のような周辺温泉の揚湯による影

響も考えられるが、特に 4. は一年周期よりも長い時間スケールで影響が及ぶと予想され、今回のしかべ間歇泉の観測データからは一年以上の系統的な変化は確認できない。また、しかべ間歇泉から最も近傍にある蒸し釜の揚湯量が時期によって異なる場合は IBO の変化として現れる可能性があるが、蒸し釜の利用状況の推移は現時点で把握できていない。ただし、2021 年に蒸し釜の浚渫作業が実施されたときは揚湯量が 70 L/min と記録されており（アクアジオテクノ，2021），本研究の観測期間において、噴出周期に影響が現れ始める 250 L/min に達する揚湯量で使用されていたとは考えにくい。さらに、5. の可能性について検証するために、防災科学技術研究所および国土地理院が展開している GNSS 観測点の基線長変化（国土地理院：北海道駒ヶ岳尾白内–北海道駒ヶ岳鹿部，防災科研：森–鹿部）を確かめたが、IBO の変化と対応するような基線長変化の傾向は見られなかった。

浸透率が時間変化する要因としては、1. 地震に伴う動的応力によって新しい亀裂が形成する（e.g., Manga and Brodsky, 2006）、2. 地震動によって亀裂内の微粒子による詰まりが除去される（e.g., Brodsky et al., 2003）、3. 降水量や積雪に伴う地表浅部の荷重変化によって（e.g., Johnson et al., 2017）、既存の亀裂の開口量が変化する（e.g., Walsh, 1981）、そして 4. 亀裂や空隙内で発泡することで炭酸カルシウム等の鉱物が沈殿する（e.g., Satman et al., 1999）などが考えられる。1. と 2. の場合、浸透率は地震後に急激に上昇し、その後緩やかに回復する傾向を示すと予想される（e.g., Brodsky et al., 2003; Manga and Brodsky, 2006; Manga et al., 2012; Hurwitz et al., 2014）。しかし、しかべ間歇泉の場合、浸透率は期間 I では緩やかに上昇し、期間 V では緩やかに低下する時間変化を示唆しており（Fig. 3.29, Fig. 3.30）、地震に伴う応答を示しているとは考えにくい。また、しかべ間歇泉は噴出時に管周辺の帯水層内でも発泡すると予想されるため（第 2 章より）、4. のように炭酸カルシウムなどの鉱物が空隙内で沈殿することで浸透率が低下する可能性がある。しかし、その場合浸透率は長期的に低下し続けると考えられるが、それでは IBO が夏季に低下し、冬季に上昇する傾向と整合しない（Fig. 3.20）。

以上を踏まえると、しかべ間歇泉における長期的な IBO の変化を引き起こしたと考えられる静止水頭および浸透率の変化は、降水量や積雪量の変化に伴うしかべ間歇泉周辺の浅部帯水層の圧力変化に起因する可能性がある。浅部帯水層の圧力変化は、しかべ間歇泉に熱水を供給する温泉帯水層への荷重変化として働く。夏季の降水量が多く積雪がない期間は浅部帯水層への天水供給が増加することで下部の温泉帯水層が加圧される、あるいは浅部帯水層への熱水の漏れが抑制され（湯原・瀬野，1969）、静止水頭の上昇と温泉帯水層への荷重に伴う既存の

割れ目の閉口による浸透率の低下が生じると考えられる (e.g., Walsh, 1981). 反対に, 冬季は浅部帯水層の圧力低下によって温泉帯水層への荷重が除去されるため, 静止水頭が低下するとともに浸透率が上昇する. 管内への熱水供給量には浸透率よりも静止水頭の変化の寄与が大きくなることで, IBO は夏季に低下し, 冬季に上昇すると考えられる. 鹿部温泉では, 沸騰泉地域の地下に上昇してくる高温水が周囲に広がりながら普通地下水や低温の温泉と混合し, 他の温泉を形成していると推測されており (福富・他, 1963), しかべ間歇泉周辺で熱水の貯留層よりも上位に地下水の帯水層が存在することはあり得る. しかし, 温泉帯水層に荷重がかかり間隙圧が上昇すれば, むしろ亀裂を開口させる場合もある. 荷重変化に伴う帯水層の浸透率変化は, 封圧, 間隙圧, そして有効圧力の関係によって決まると指摘されているが (Walsh, 1981), 本研究の結果からそれらを推定することは難しい. また, 冬季は浅部帯水層への天水の浸透が低下する一方, 地表面では積雪に伴う荷重が発生すると考えられ, 必ずしも温泉帯水層の荷重が除去されるように作用するとは限らない. これらの問題を明らかにするためには, しかべ間歇泉周辺の帯水層の水理的な特性をより詳細に調べる必要があると考えられる. 具体的には, いくつかの温泉でスラグ試験などを, 時期を変えて複数回実施することで, 帯水層の比貯留量や浸透率の変化を推定するといった方法が挙げられる.

3.5.5 多重周期が現れる要因と噴出ダイナミクスへの示唆

期間 II-IV では二重周期や三重周期などの多重周期が現れていた (Fig. 3.5). 特に期間 III では単純周期の状態から徐々に様々なモードへ遷移する特徴的な変化が確認された (Fig. 3.6). これらの期間は, スケール抑制剤の注入に不備があり, 管内にスケールの析出が見られていた時期に対応する.

スケールの主成分は炭酸カルシウムであり, 温泉水や地熱水が流動する経路内においてスケールの析出はごく一般的に見られる (e.g., Reyes et al., 2003; Jamero et al., 2018). スケールが発生する要因としては, 気泡の発生, 熱水温度の低下, pH の上昇 (特に CO_2 ガスの発泡に伴って生じる) などが挙げられる (e.g., Akin and Kargı, 2019). スケールの析出によって管内で部分的に閉塞が起こった場合, 閉塞部分は噴出プロセスに影響を与える可能性がある. 特に温泉開発や地熱開発においてスケール閉塞は流量の低下などの問題を引き起こすため (Satman et al., 1999), その析出プロセスや, 管路内の流動および熱輸送に与える影響が研究されている (e.g., 盛田・梅澤, 2016; Akin and Kargı, 2019; Khasani et al., 2021). 例えば, 管路内においてスケールによる閉塞がある場合, スケール析出区間が長くその厚さが厚いほど, 閉塞部分で流体が加速され, かつ摩擦損失が大きく

なるため、浅部の圧力が小さくなるとともにスケール析出区間での圧力の不均質が大きくなる (Khasani et al., 2021). すなわち、スケールの析出状態に応じて噴出における発泡の伝播プロセスや流動状態が変化し、結果として噴出量などが変化することで噴出サイクルに乱れが生じると考えられる.

上記で述べた通り、スケール析出が管内の流動プロセスに影響を与える場合、内部現象および表面現象にもその力学過程を反映した特徴が現れる可能性がある. しかべ間歇泉で噴出間隔の多重モードが発生した期間において、表面現象や内部の流動プロセスにどのような変化が生じたかを把握するために、傾斜計と空振計のデータを解析した. 傾斜変動は管内および帯水層内の圧力変化、空振は噴出率や噴出様式の変化の指標として活用できると考えられる. Fig. 3.32 に期間 I, II, IV における傾斜変動の時系列データと傾斜ベクトルを示した. 期間 I では降水量の増加に伴って突発的に噴出周期が長くなる不安定モード、期間 II では二重周期、期間 IV では三重周期が現れる. そこで、傾斜変動のデータを期間 I では安定モードと不安定モード、期間 II では短い周期と長い周期、期間 IV では短い周期、中間の周期、そして長い周期にグループ分けし、それぞれについて複数回の噴出サイクルでスタッキングした. ただし、期間 I の不安定モードにおける傾斜変動は、雨天時に生じる場合が多いため波形が明瞭でなく、スタッキングに使用できるデータの数が少なかったため、特に動径成分はノイズが大きい (Fig. 3.32a). また、Fig. 3.33 には期間 I, II, IV で典型的に見られる空振波形について、1–10 Hz のバンドパスフィルター処理を施してプロットした. 空振波形も Fig. 3.32 と同様に周期の特徴に応じてグループ分けされている. 傾斜変動、空振ともにそれぞれのグループ毎に同じ時間スケールで、噴出開始時点から示している. Fig. 3.32 を見ると、2.5.3 節の結果と同様に、全ての期間について噴出開始後に接線成分は上昇、動径成分は低下し、噴出期間中にピークに達する特徴を確認できる. 一方で、それぞれの期間について、噴出開始時点からピークまでの変化量は噴出周期が長い方が大きい (Fig. 3.32). 2.6.5 節と同様に傾斜変動の時間変化を解釈すれば、周期が長い時ほど噴出期間において地下に存在する圧力源の増圧量が大きいと考えられる. また、傾斜変動が噴出期間でピークに達した後、反転して接線成分は負に、動径成分は正に変化する (Fig. 3.32). 噴出が停止した後も変化は継続し、噴出開始から 100–300 秒程度で次のピークに達する. 傾斜変動が上昇経路やチャンバー内の熱水の流出と流入を単純に反映するのであれば、噴出における傾斜変動は噴出終了とともにピークに達し、水位回復に応じて反転すると予想される (Nishimura et al., 2006; Rudolph et al., 2012). しかし、しかべ間歇泉において熱水の流出による減圧と同時に、気泡発生によって帯水層の増圧が同時に進行すると考えれば、

噴出停止後すぐに傾斜変動が反転するとは限らない。変化量およびピークに達するまでの継続時間は、噴出時間や噴出量、そして帯水層内の気相の発生状況によって決まると考えられる。また、傾斜ベクトルに着目すると、期間 I, II, IV で接線成分が卓越する特徴は共通するが、期間 I と II および IV とでは主軸の方向が異なる。すなわち、期間 I 以降は圧力変化に寄与する亀裂や空隙が変化した可能性がある。一方、それぞれの期間について見れば、周期の長さに関わらず傾斜ベクトルの主軸の方向はほぼ同じであるため、同一の圧力源を反映すると考えられる。次に Fig. 3.33 を見ると、期間 I と II において、短い周期に対応する空振波形の振幅の推移は類似している。また、長い周期に対応する空振波形に着目すると、期間 I, II 共に振幅が 2 回増大する特徴が見て取れ、2 回目の増大時における振幅の最大値は 1 回目のそれに比べて小さい (Fig. 3.33a, b)。すなわち、長い周期は噴出が 2 回生じて総噴出量が増加することで引き起こされ则认为とされる。特に期間 II では、2 回目の振幅の増大に対応して傾斜変動の接線成分に、低下率の弱まりが認められる (Fig. 3.32b の矢印)。2 回目の噴出によって再度帯水層内で発泡が広がり、部分的に増圧したためと考えられる。期間 IV における空振波形は期間 I および II とは特徴がやや異なる。噴出時の振幅は最初の 30–40 秒間で約 0.1 Pa を継続し、その後急速に増大してピークに達した後、緩やかに減衰する (Fig. 3.33c)。短い周期と中間の周期に対応する空振波形の振幅はほぼ同様に推移するが、中間の周期の方が短い周期に比べて振幅がバックグラウンドレベルに減衰するまでの継続時間が長い。長い周期に対応する波形の振幅は、減衰途中で再度増大する、期間 I および II と似た特徴を示す (Fig. 3.33c)。以上から、長い周期と短い周期で空振波形のピーク振幅には明瞭な違いが見られないものの、傾斜変動は長い周期の方が最初のピークまでの変化量が大きくなる。すなわち、長い周期が発生するときは噴出率が高く、より広範囲に発泡が進展することで 2 回目の噴出が駆動されている可能性がある。単に噴出率や噴出継続時間が増加するのではなく 2 回目の噴出が生じるメカニズムについてはまだ具体的なアイデアは無いが、管内や帯水層内における温度や CO_2 濃度の空間分布の不均質性が関連しているのではないかと考えられる。

上記で述べたように、しかべ間歇泉において、噴出周期の多重モードの発生に伴う管内部の物理プロセスは、単純周期の場合に比べてより複雑であることが推測される、特に、スケール析出による管内の部分的な閉塞によって系の周期的な振る舞いが大きく変わることは、非線形的な力学過程を反映すると考えられる。これまで、流体力学や生体力学などの分野で、部分的に閉塞した流路における流体の振動現象について数理モデルに基づく研究が行われている (e.g., Bertram and

Pedley, 1982; Cancelli and Pedley, 1985; Tang et al., 2015). これらの研究は流路内の振動現象をいくつかのパラメータを用いて単純な支配方程式で表現し、得られた解の軌道を調べることで系の非線形的な特性を明らかにしている。実際の間歇泉における管内の気相を伴う流動プロセスは、厳密には時間方向、空間方向の変化を考慮した連立偏微分方程式で表現されることが考えられるが、一方でこれらの厳密な支配方程式の計算から得られた解は複雑で、物理的な意味の理解が困難になると予想される。噴出周期の多重モードを支配するメカニズムを理解することに焦点を当てた場合には、上記の先行研究のような、支配方程式を単純化して常微分方程式に落とし込む Lumped Parameter Model を構築し、管の閉塞に伴う解の振る舞いを調べることが出発点になるかもしれない。

3.6 第3章のまとめ

- しかべ間歇泉における物理観測によって、2019年11月26日–2023年7月31日の約4年間にわたる噴出周期のデータを取得した。
- しかべ間歇泉では単純周期を示す期間もあれば、二重周期や三重周期などの多重周期を示す期間も存在する。特に多重周期が現れる期間は、管内におけるスケールの付着状況と関連している可能性が高い。
- 噴出周期の時系列と、気圧、気圧、気温、降水量、そして海洋潮位とを比較した結果、噴出周期は短期的には主に海洋潮位と気圧変化に影響される可能性を示した。さらに、気圧変化と噴出周期との関係について、水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間を調べると、気圧変化は水位回復期間および噴出期間と負に相関し、湧出期間と正に相関することがわかった。
- 気圧変化によって噴出周期が変化する物理メカニズムとして以下の仮説を提案した。気圧が上昇すると飽和温度が上昇するため、沸騰が抑制されることで噴出期間が短縮し、同時に水位低下量が小さくなるため水位回復期間が短縮する。また、飽和温度の上昇によって噴出を駆動するのに必要な熱エネルギーが上昇するため、湧出期間が延長したと考えられる。
- 噴出周期は長期的には夏季に短縮し、冬季に延長するような年周変化を示唆した。
- 長期的な周期変化の物理メカニズムを定量的に理解するために、しかべ間歇泉について提案した噴出サイクルの概念モデルに基づいて、水位回復期間と湧出期間の数理モデルを構築した。
- 数値モデルを期間ⅠとⅤの周期変化に適用した結果、期間Ⅰにおける周期の延長は静止水頭の低下と浸透率の上昇、期間Ⅴにおける周期の短縮は静止水頭の上昇と浸透率の低下の組み合わせで説明できた。
- 静止水頭および浸透率の変化は降水量と積雪量の変化に伴う帯水層への荷重変化によって引き起こされた可能性があるが、議論の余地を多く残しており、帯水層の水理特性を把握する調査が今後必要である。

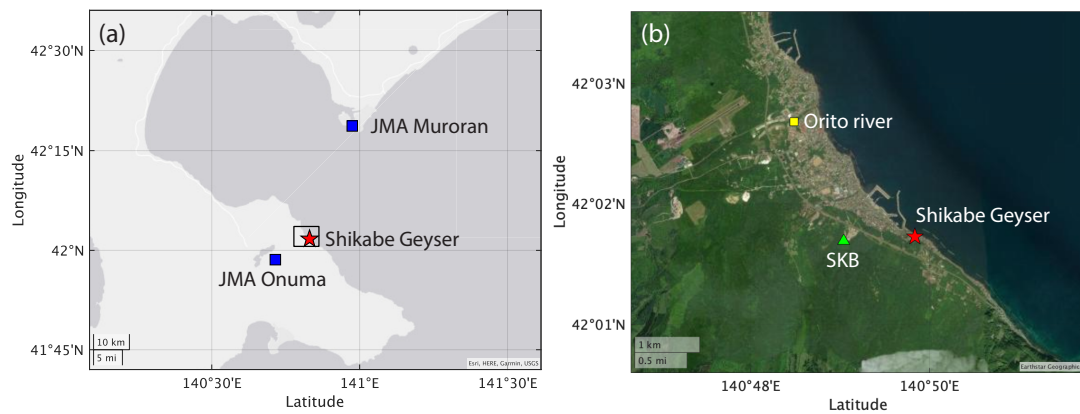


Fig. 3.1: しかべ間歇泉および気象観測点の位置. (a) しかべ間歇泉と札幌管区気象台大沼観測所 (JMA Onuma) および室蘭地方気象台 (JMA Muroran) の位置. (b) 鹿部観測点 (SKB) と折戸川 (Orito river) の位置. (a) 中の四角形は (b) でプロットした範囲を示す.

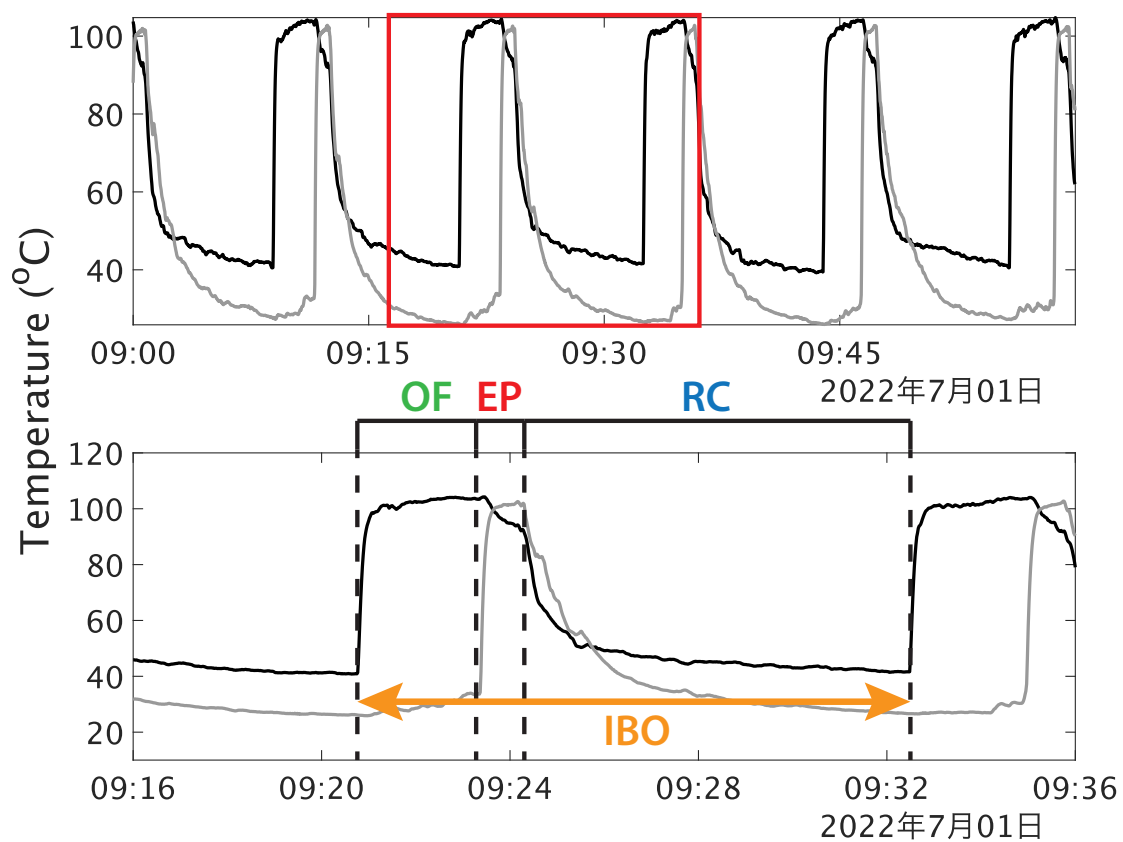


Fig. 3.2: 温度データを用いた IBO、水位回復期間 (RC)、湧出期間 (OF)、そして噴出期間 (EP) の定義. 上図は噴出口 (黒) および噴出口から 0.3 m 上部 (灰) の温度データの時系列. 下図は上図のうち赤線で囲った部分の拡大図.

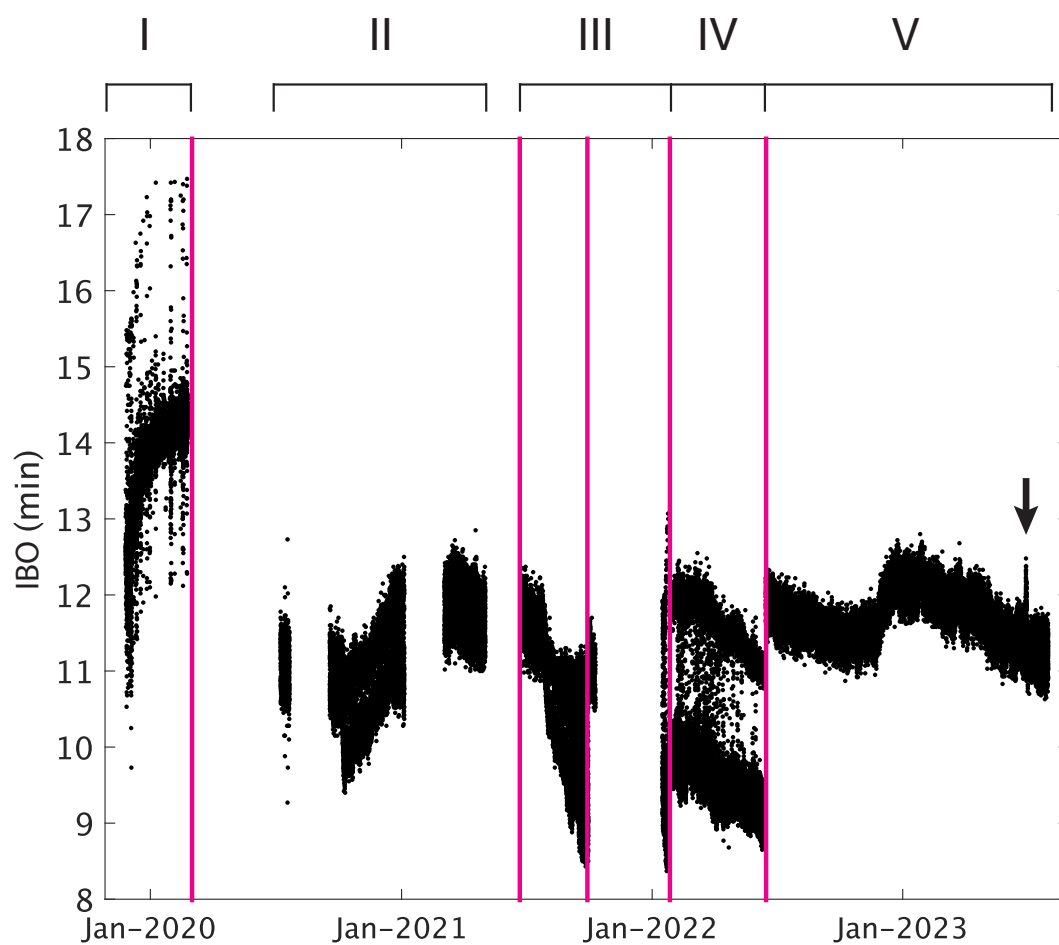


Fig. 3.3: 全期間の IBO の時系列データ．赤実線は浚渫工事を実施した日を示す．
 期間 V の矢印は，しかべ間歇泉近傍の蒸し釜で浚渫工事を実施した日を示す．

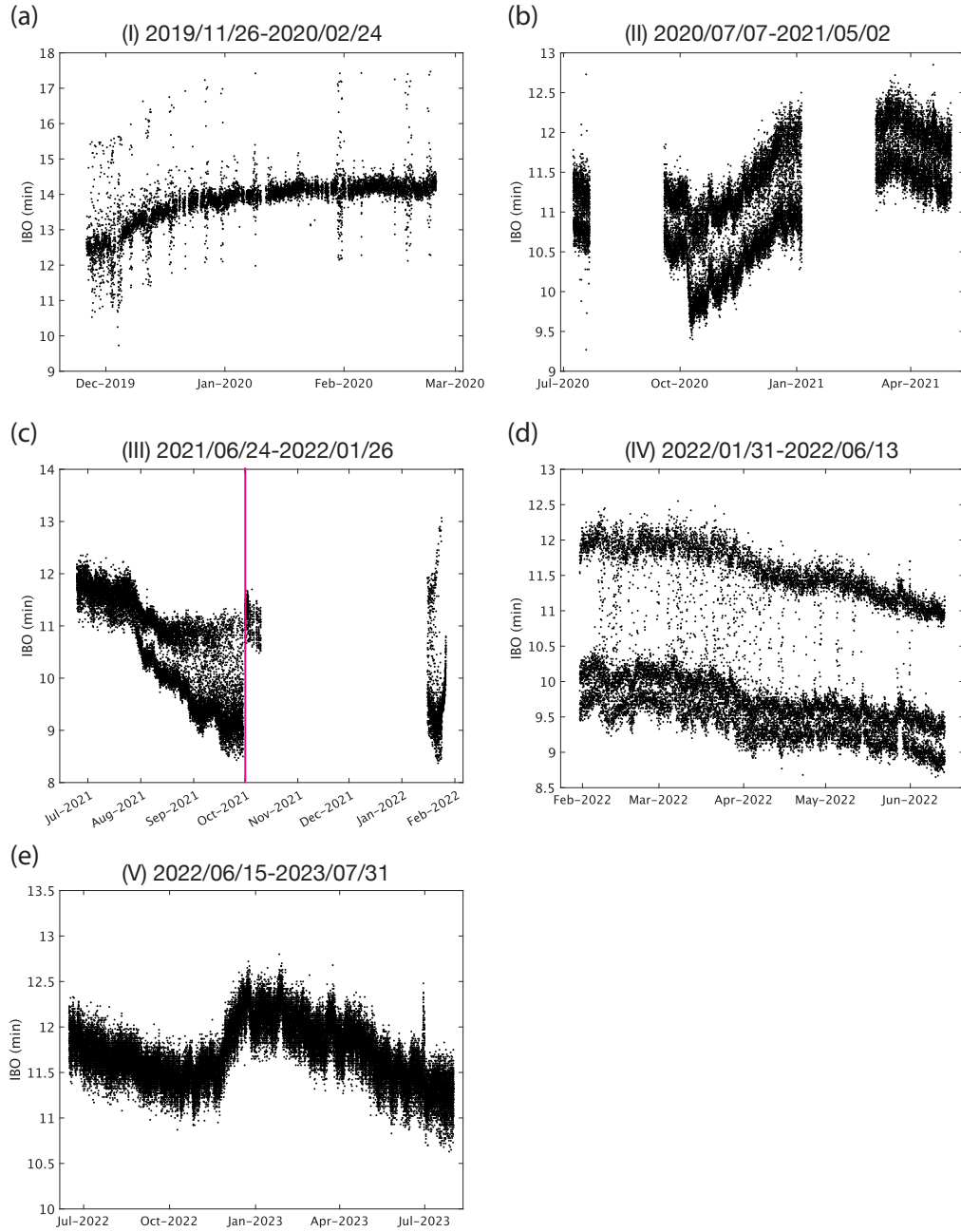


Fig. 3.4: Fig. 3.3 中の I-V 各期間における IBO の時系列データ. (a) 期間 I: 2019/11/26-2020/02/24. (b) 期間 II: 2020/07/07-2021/05/02. (c) 期間 III: 2021/06/24-2022/01/26. (d) 期間 IV: 2022/01/31-2022/06/13. (e) 期間 V: 2022/06/15-2023/07/31. 赤実線は浚渫工事を実施した日を示す.

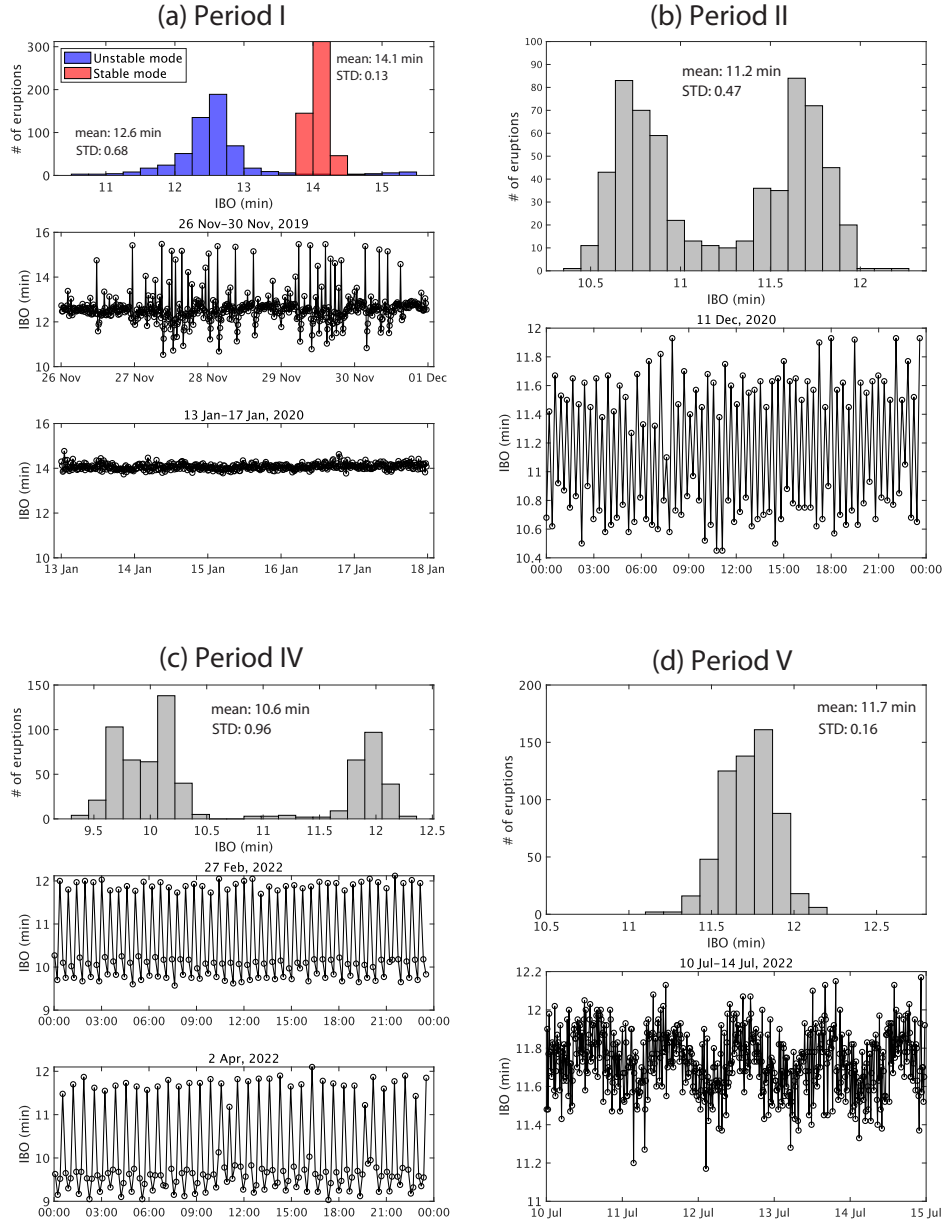


Fig. 3.5: 各期間における IBO の特徴. (a) 期間 I における, 上段: 安定モードと不安定モードのヒストグラム, 中段: 不安定モード発生時の IBO の時系列プロット, 下段: 安定モード時の IBO の時系列プロット. (b) 期間 II における, 上段: ヒストグラム, 下段: IBO の時系列データ. (c) 期間 IV における, 上段: ヒストグラム, 中段および下段: 異なる変化パターンを示す IBO の時系列プロット. (d) 期間 V における, 上段: ヒストグラム, 下段: IBO の時系列プロット.

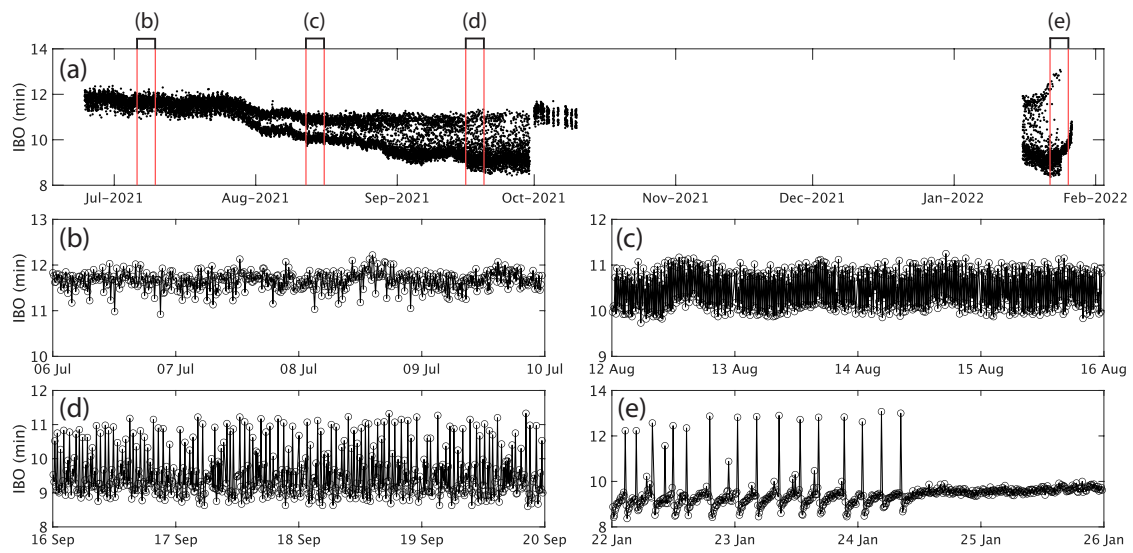


Fig. 3.6: 期間 III における IBO の時系列データ. (a) は期間全体の IBO を示す. (b)–(e) はそれぞれ (a) 中の赤実線で囲まれた期間の IBO に対応する.

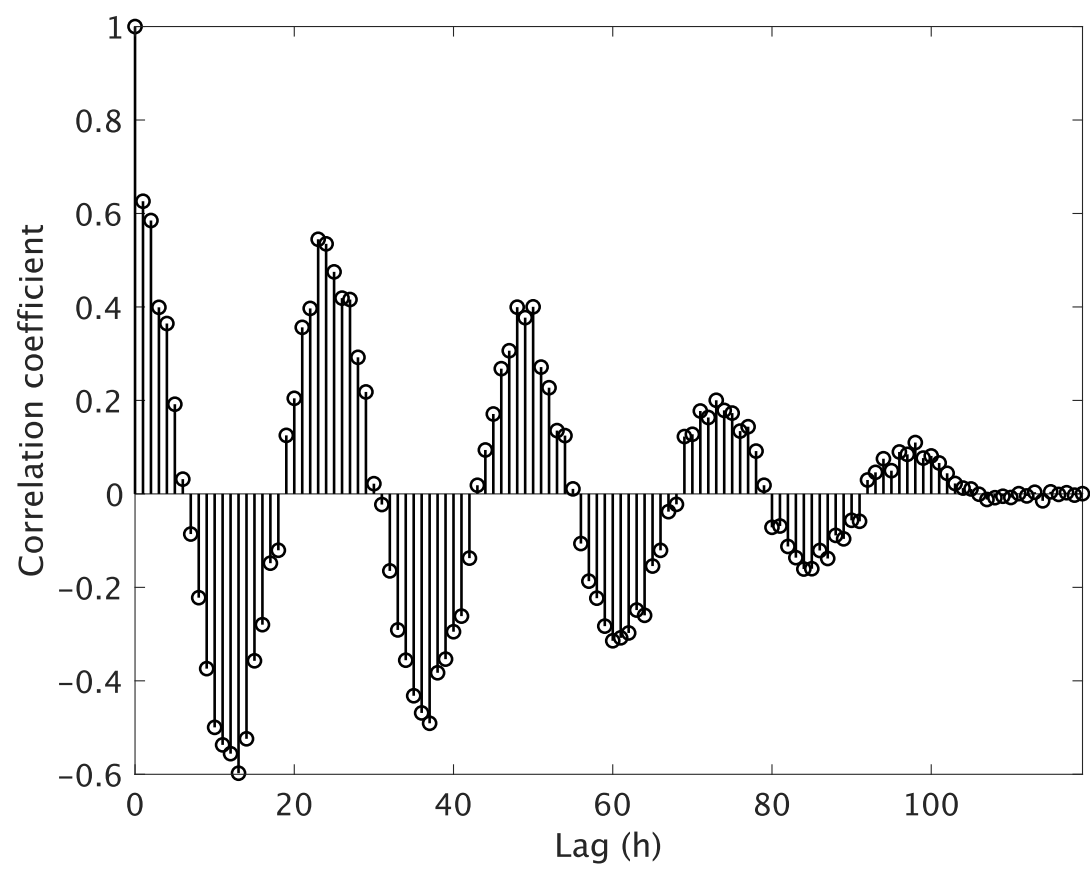


Fig. 3.7: 2022 年 7 月 10 日-14 日における IBO の自己相関関数.

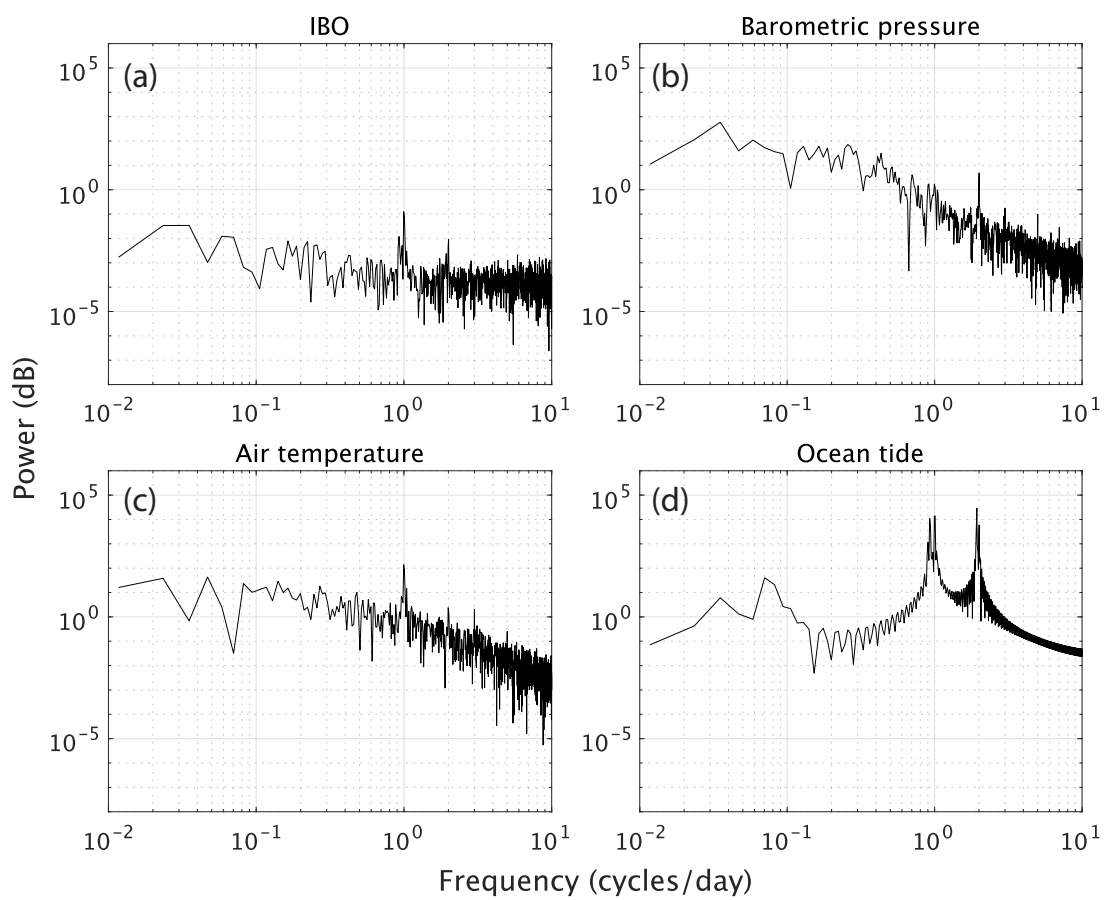


Fig. 3.8: IBO と気象データおよび海洋潮汐のペリオドグラム. (a) IBO, (b) 大気圧, (c) 気温, (d) 海洋潮位を示す.

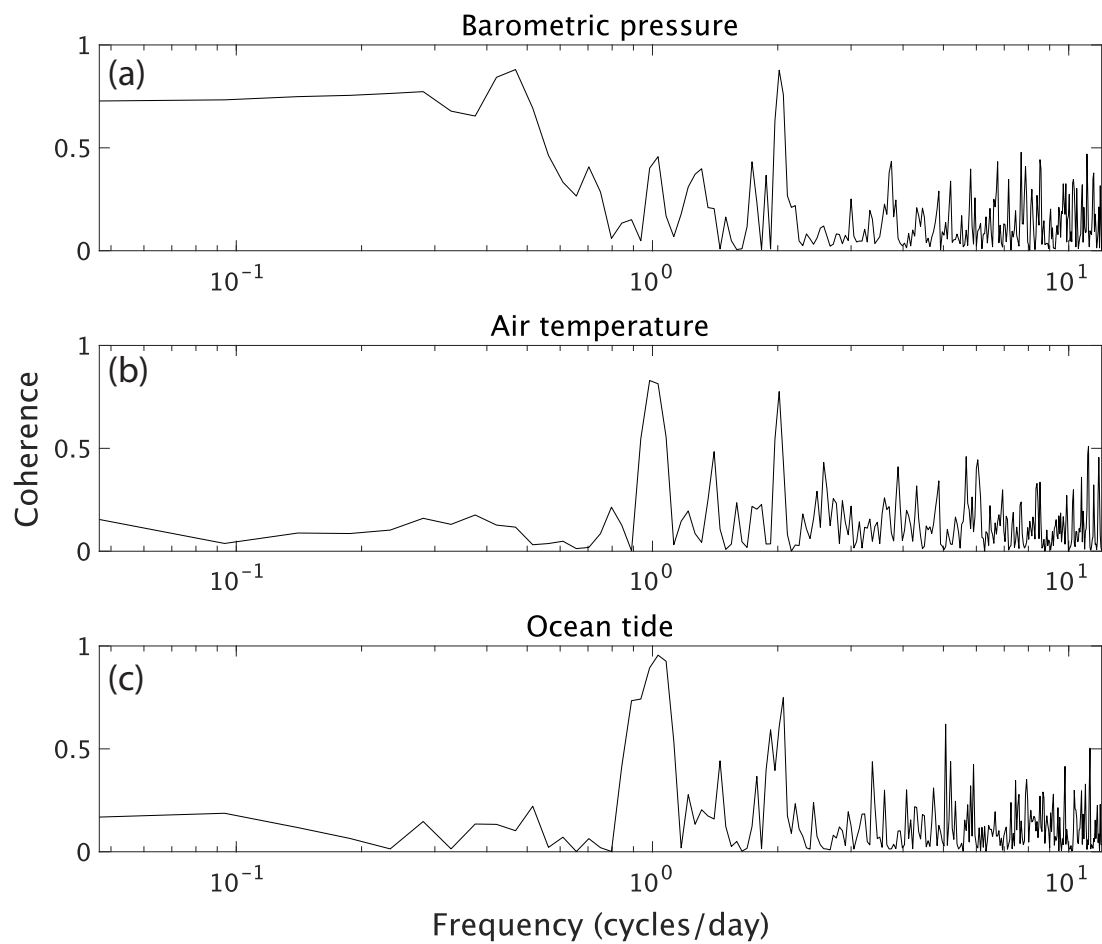


Fig. 3.9: IBO と (a) 気圧, (b) 気温, (c) 海洋潮位との間の振幅二乗コヒーレンス.

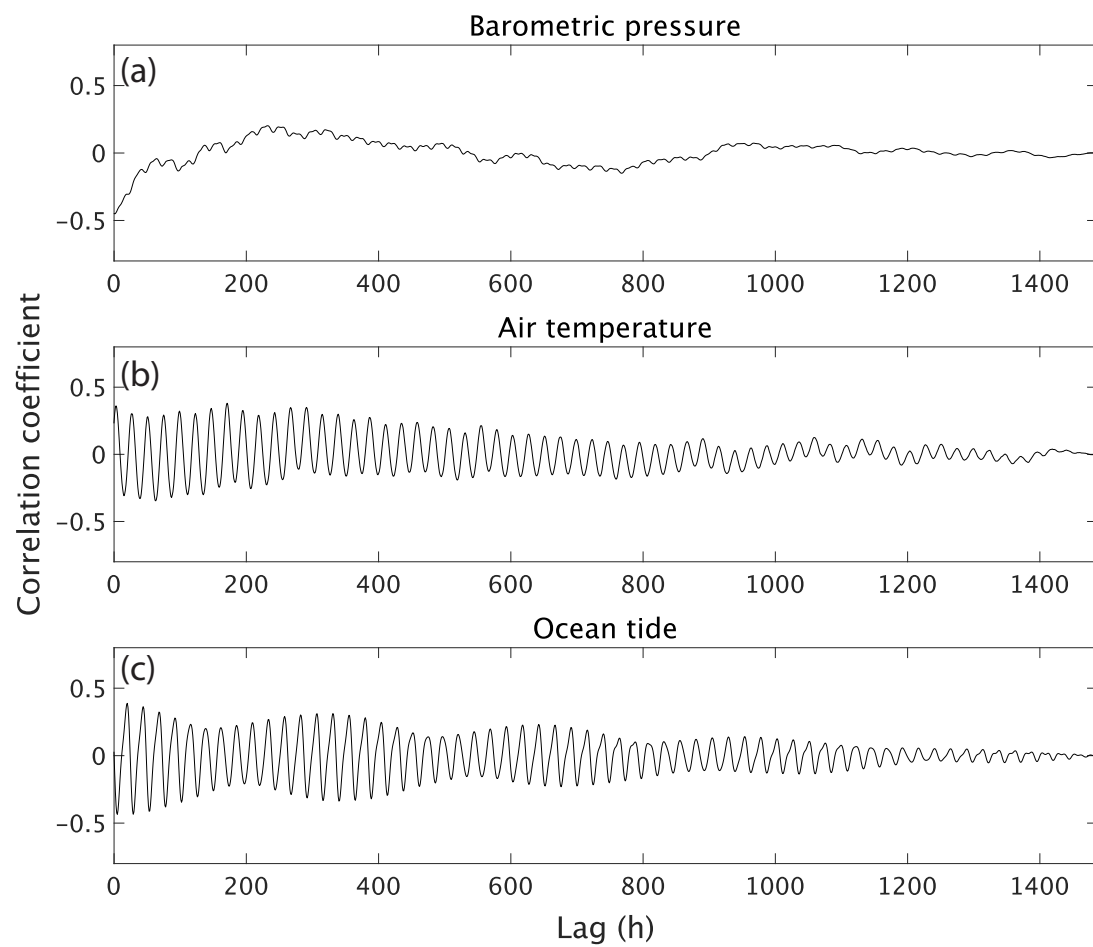


Fig. 3.10: IBO と (a) 気圧, (b) 気温, (c) 海洋潮位との間の相互相関関数.

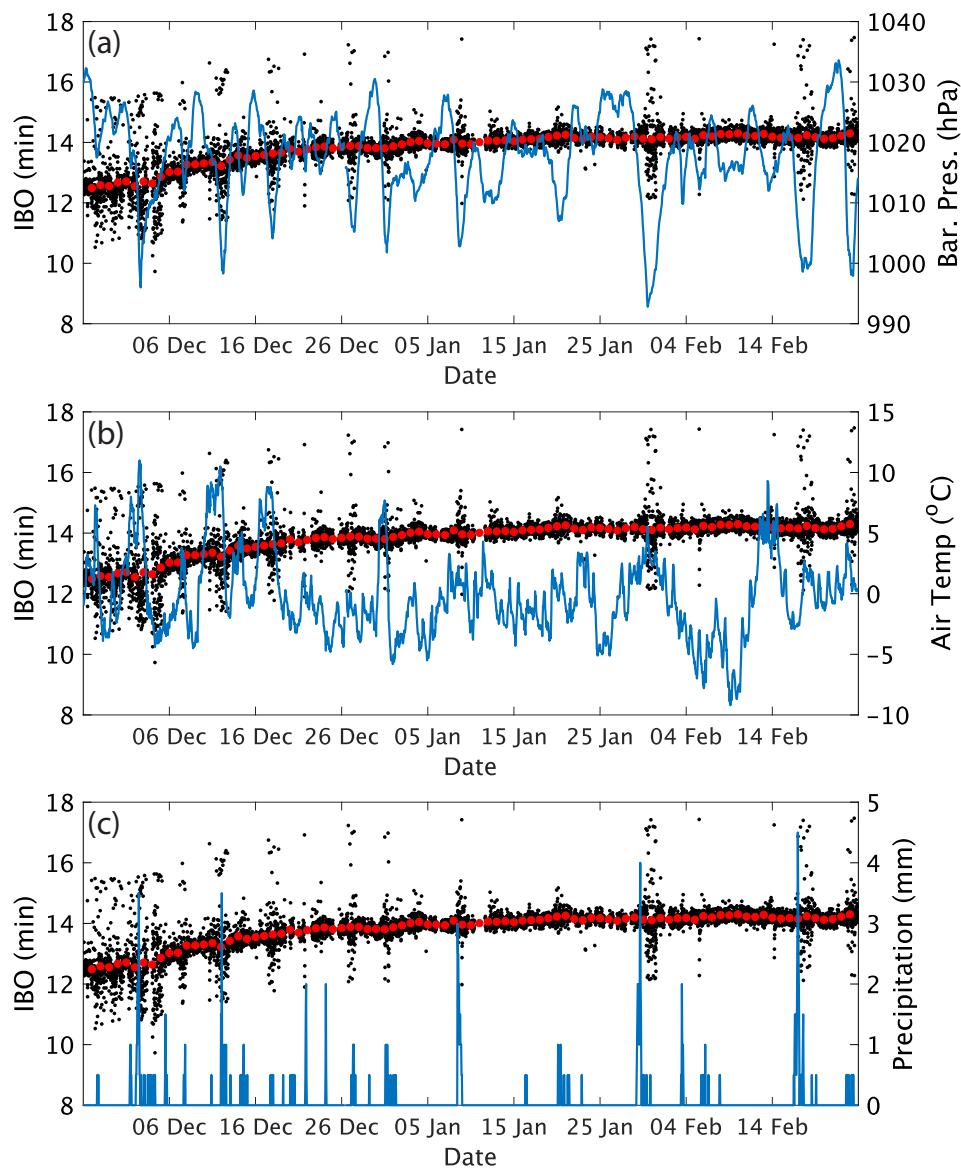


Fig. 3.11: 期間 I における IBO と (a) 気圧, (b) 気温, そして (c) 降水量との比較. 黒点およびはそれぞれ IBO と IBO の日平均値を, 青実線は各気象データの値を示す.

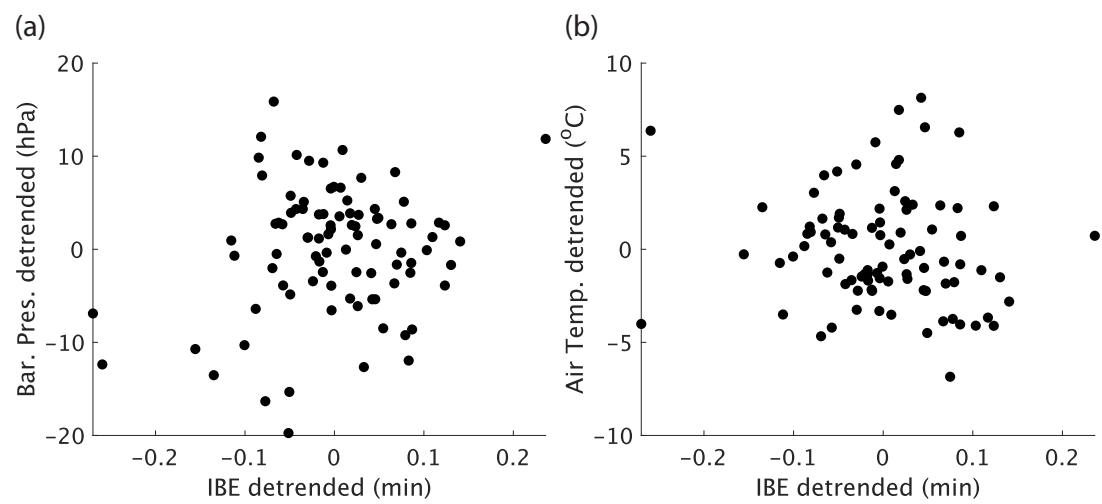


Fig. 3.12: 期間 I における IBO の変化と (a) 気温および (b) 気圧変化の比較.

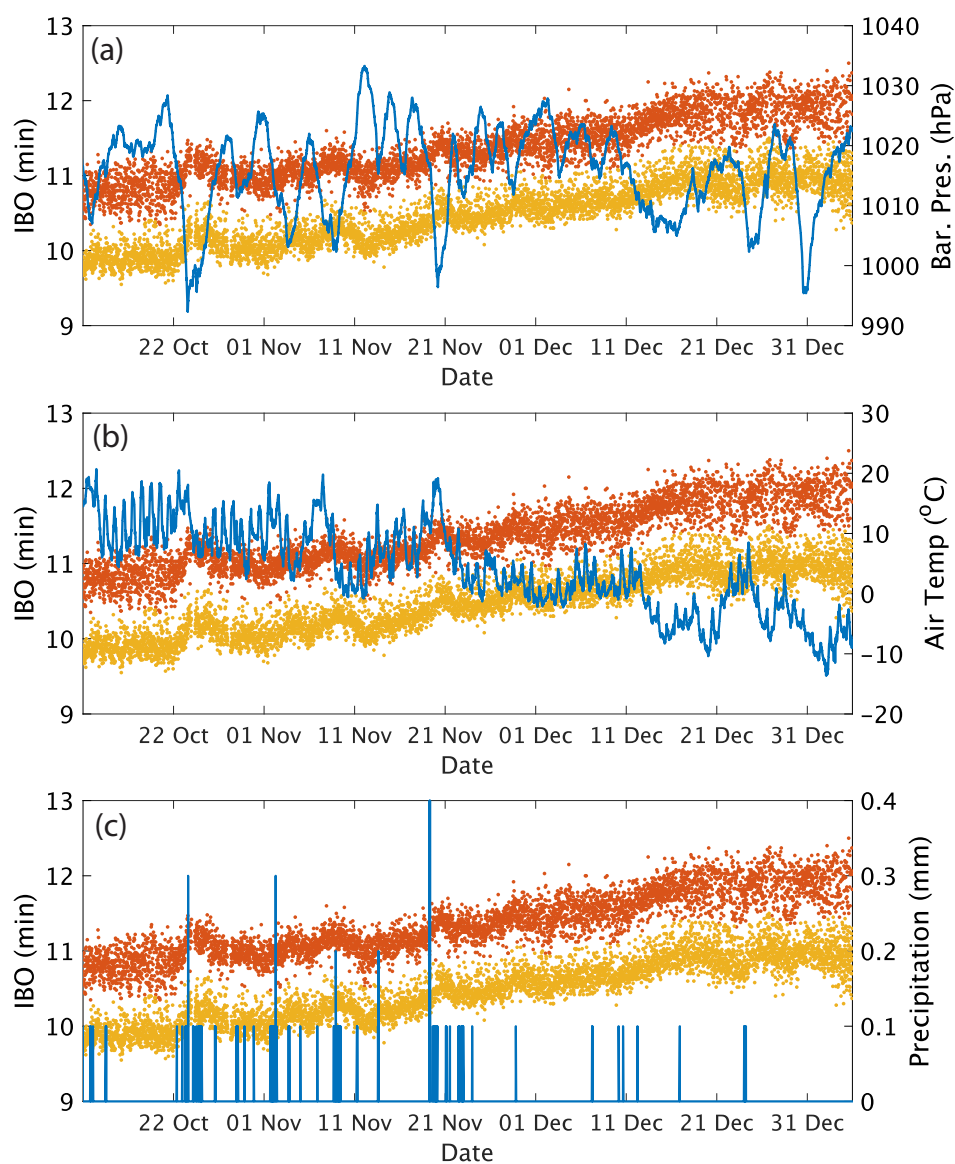


Fig. 3.13: 2020 年 10 月 14 日–2021 年 1 月 4 日における IBO と (a) 気圧, (b) 気温, そして (c) 降水量との比較. 点は IBO, 青線は各気象データの値を示す. IBO のうち k-means 法でクラスタリングされた長い IBO を橙色, 短い IBO を黄色で示している.

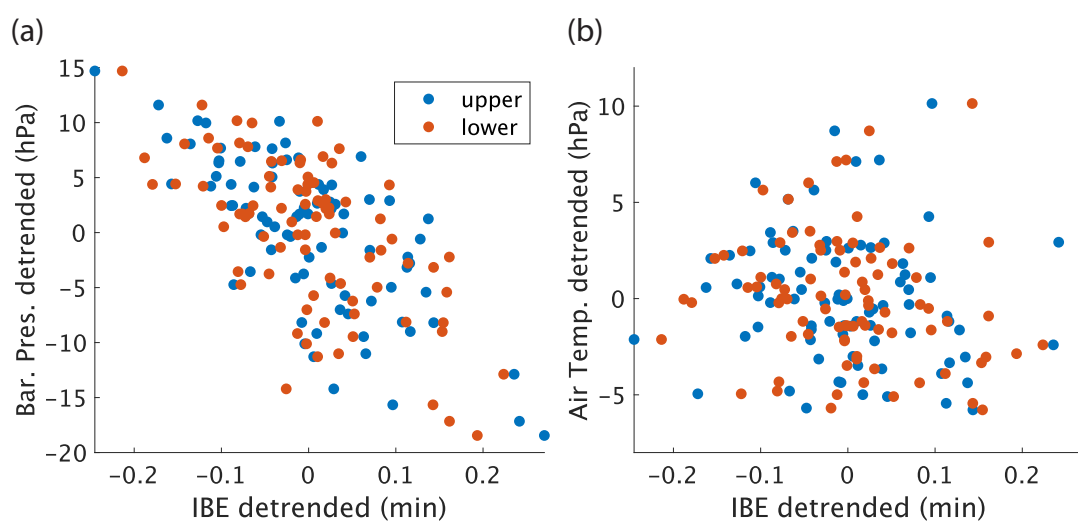


Fig. 3.14: 期間 II のうち 2020 年 10 月 14 日–2021 年 1 月 4 日の期間における IBO の変化と (a) 気圧および (b) 気温変化の比較. 長い IBO と短い IBO をそれぞれ青点と橙点で示している.

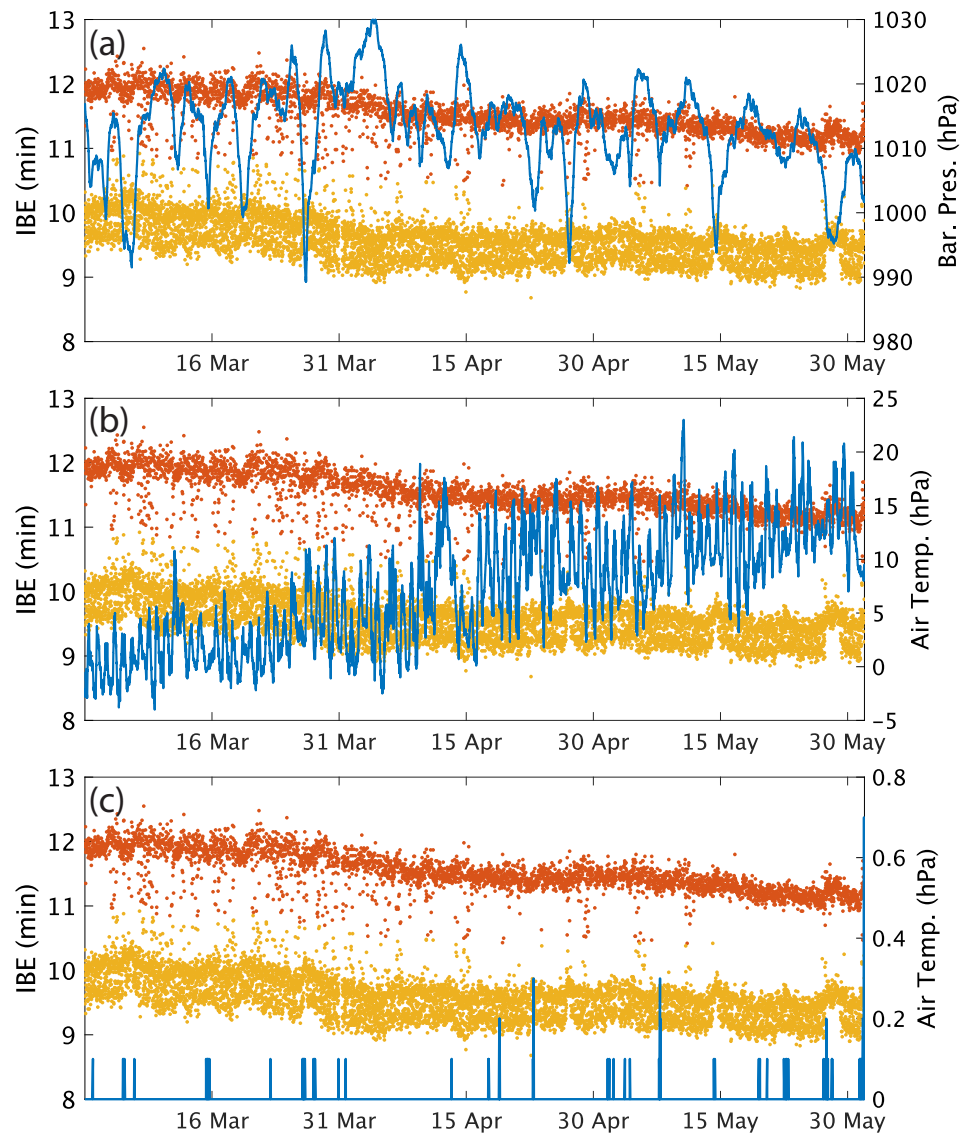


Fig. 3.15: 2022 年 3 月 1 日–2022 年 5 月 31 日における IBO と (a) 気圧, (b) 気温, そして (c) 降水量との比較. 点は IBO, 青線は各気象データの値を示す. IBO のうち k-means 法でクラスタリングされた長い IBO を橙色, 短い IBO を黄色で示している.

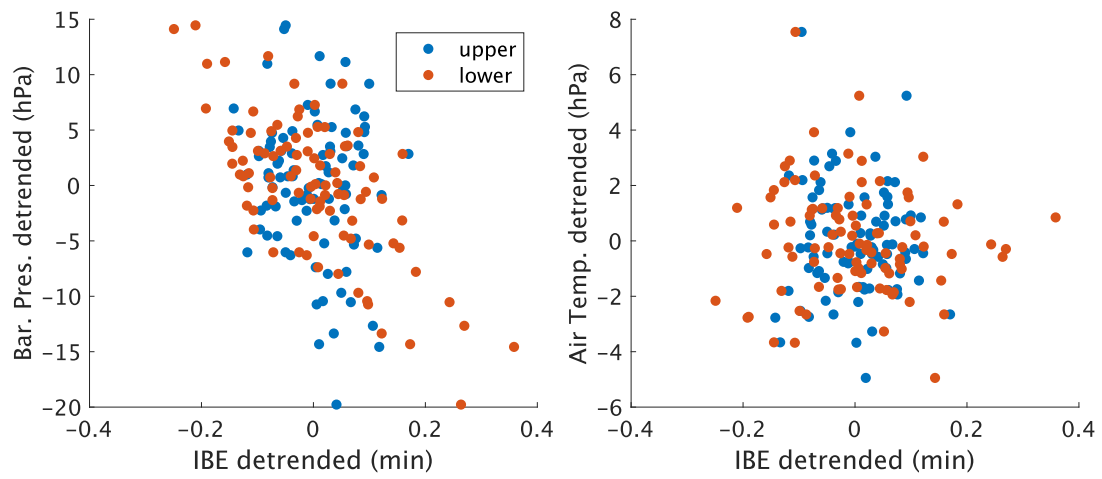


Fig. 3.16: 期間 IV のうち 2022 年 3 月 1 日–5 月 31 日の期間における IBO の変化と (a) 気圧および (b) 気温変化の比較. 長い IBO を青点, 短い IBO を橙点で示している.

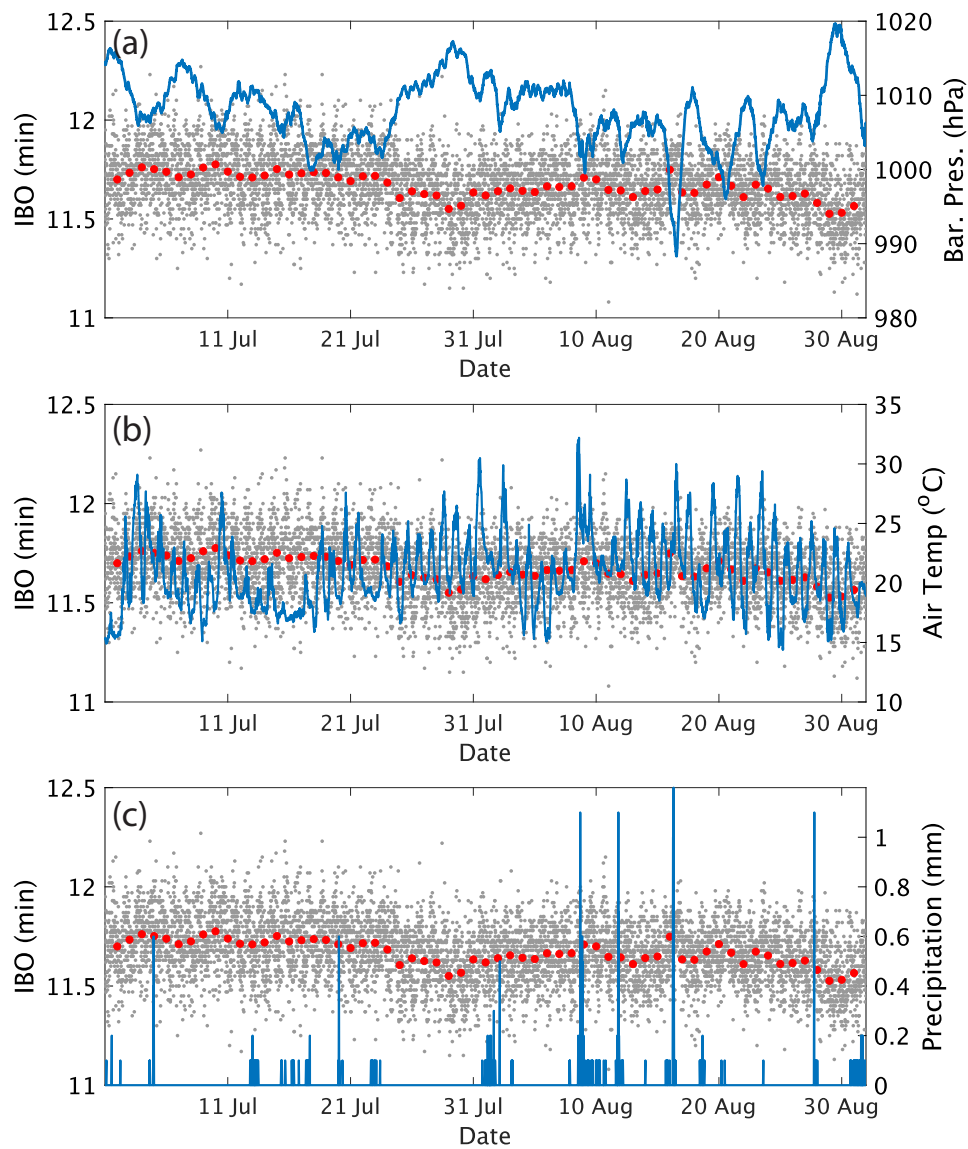


Fig. 3.17: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における IBO と (a) 気圧, (b) 気温, そして (c) 降水量との比較. 灰色点は IBO の値, 赤点は IBO の日平均値, 青実線は各気象データの値を示す.

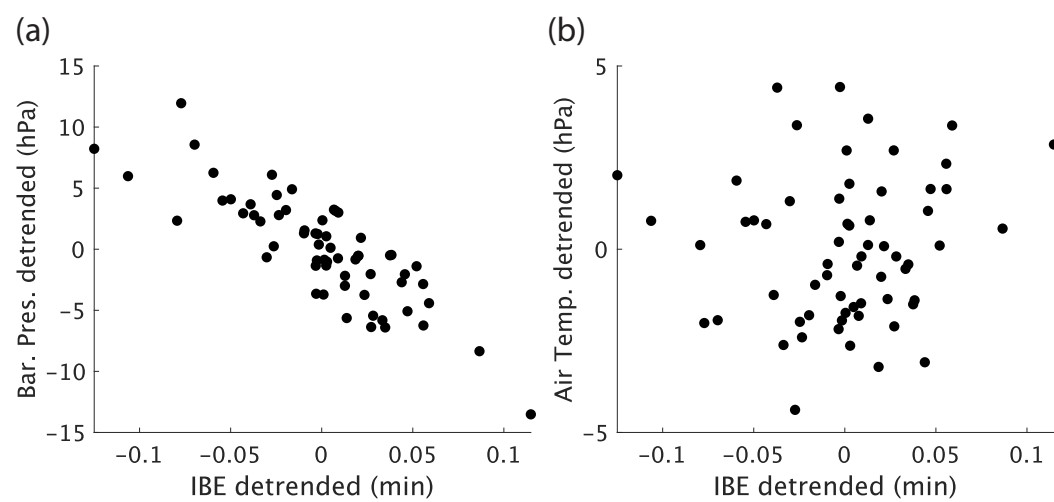


Fig. 3.18: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日の期間における IBO の変化と (a) 気圧および (b) 気温変化の比較.

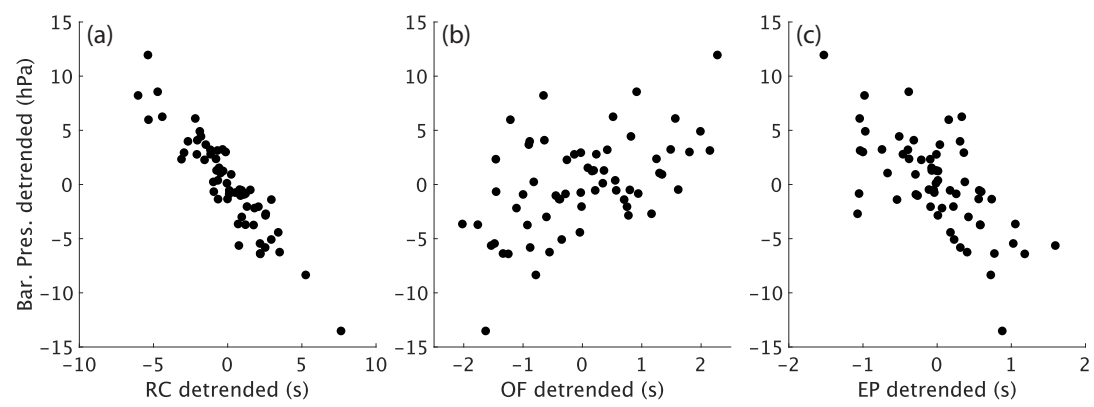


Fig. 3.19: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における (a) 水位回復期間, (b) 湧出期間, (c) 噴出期間と気圧変化との比較.

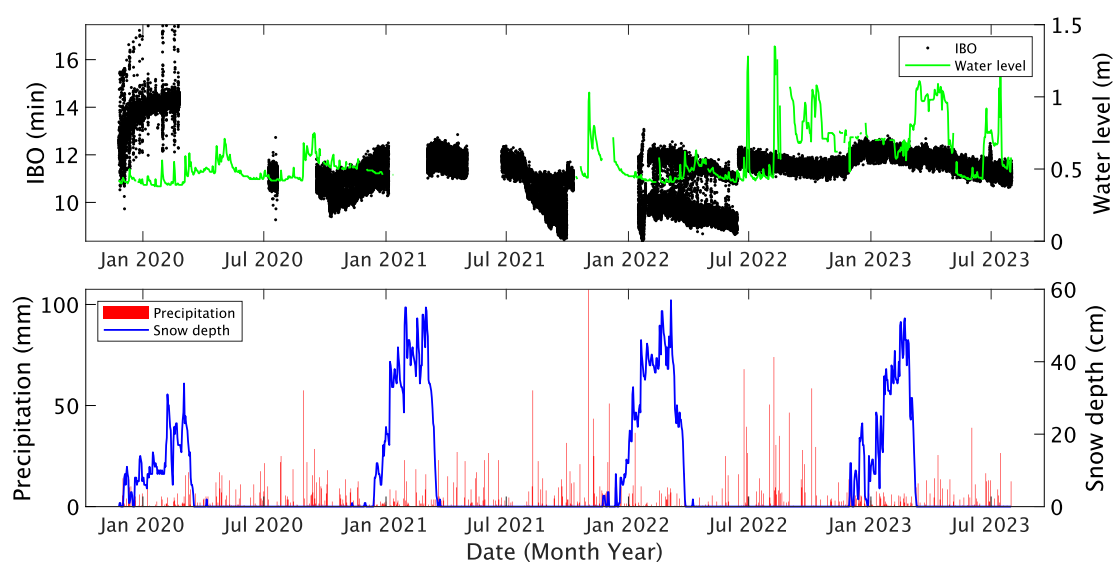


Fig. 3.20: 2019 年 11 月 26 日–2023 年 7 月 31 日における，(a) IBO および折戸川水位と，(b) 大沼における降水量と積雪深．黒点，緑実線，青実線，赤実線はそれぞれ IBO，河川水位，積雪深，そして降水量を示す．

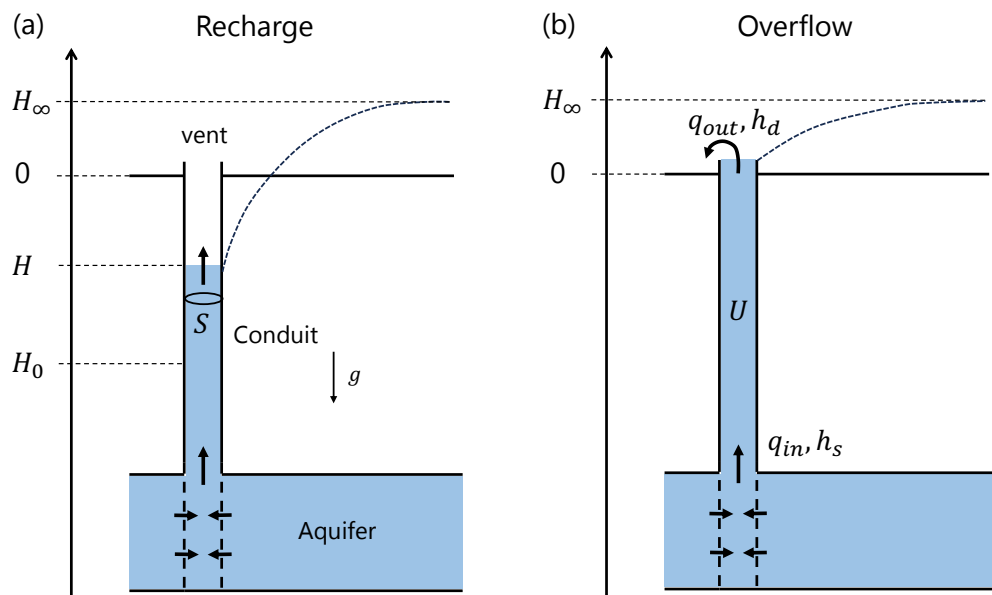


Fig. 3.21: IBO の定式化における (a) 水位回復期間および (b) 湧出期間の模式図.

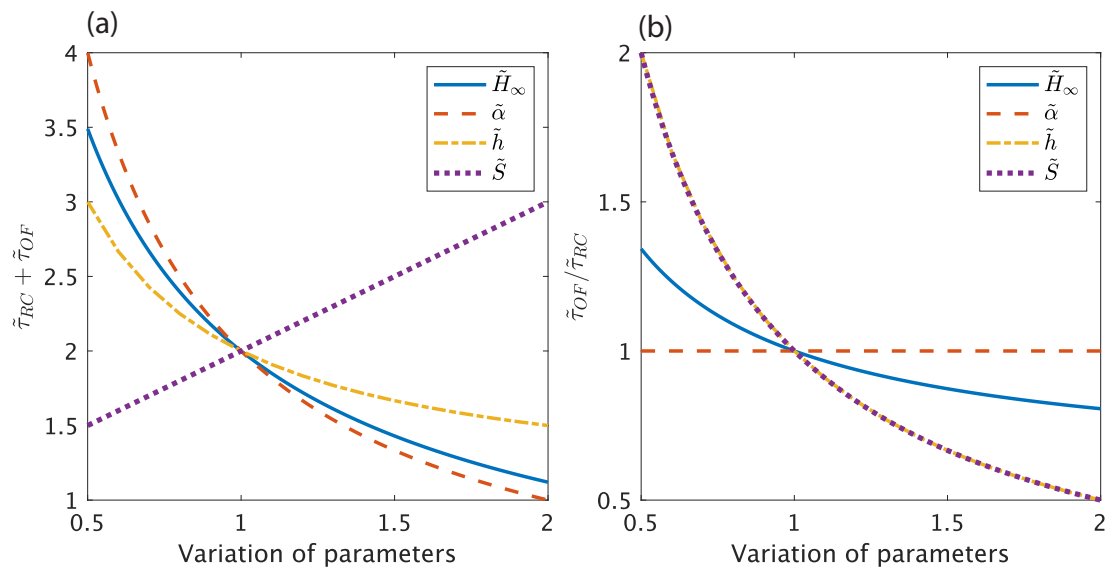


Fig. 3.22: モデルパラメータの変化に対する (a) $\tilde{\tau}_{RC} + \tilde{\tau}_{OF}$ および (b) $\tilde{\tau}_{OF}/\tilde{\tau}_{RC}$ の変化.

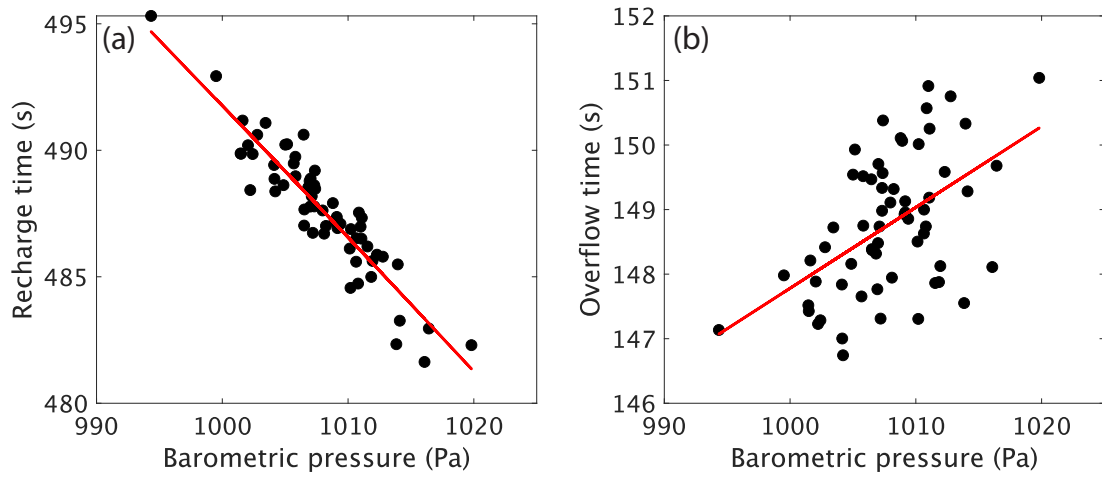


Fig. 3.23: 気圧変化と (a) 水位回復期間および (b) 湧出期間のデータへのフィッティング結果. 黒点は観測値, 赤実線は計算値を示す.

Table. 3.1: 気圧変化と水位回復期間および湧出期間の関係から得られたパラメータの値.

Parameters	H_{∞} [m]	H_0 [m]	α [m s]	U_{cr} [J]	A	B
Value	3.39	-11.34	5.43×10^{-6}	2.07×10^6	2.33×10^{-4}	17.44

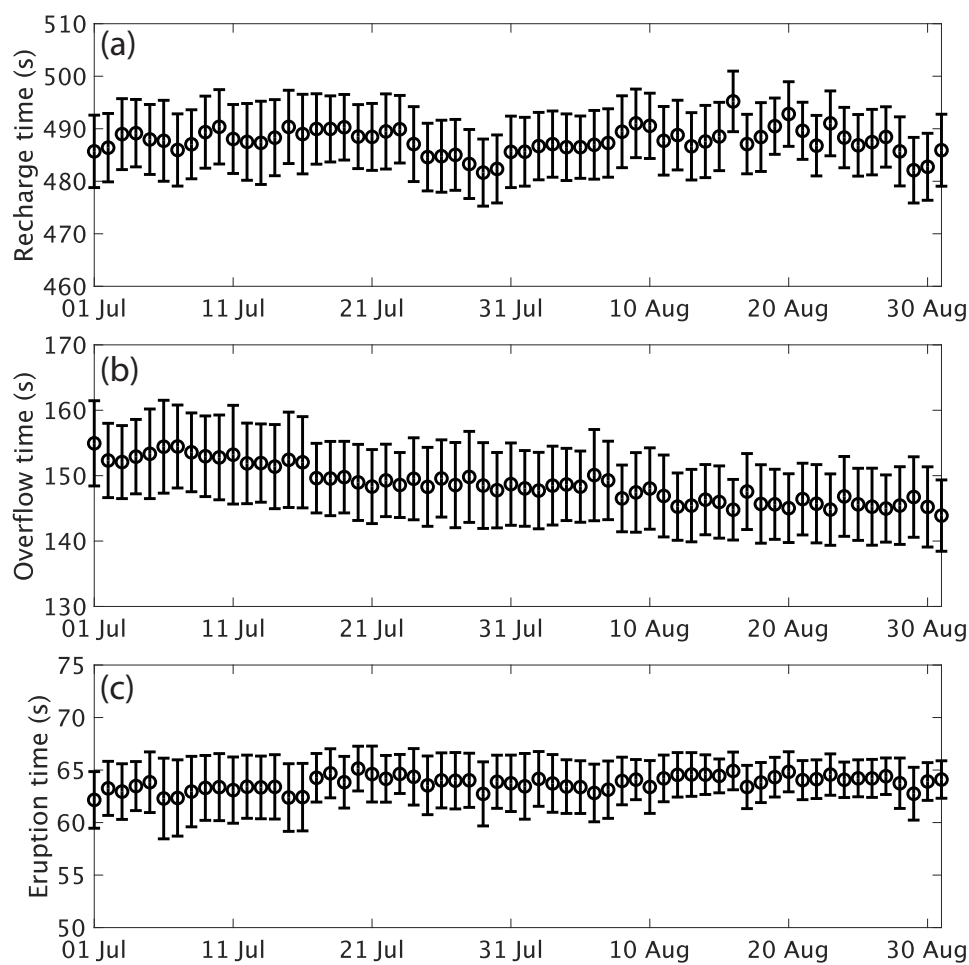


Fig. 3.24: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における (a) 水位回復期間, (b) 湧出期間, そして (c) 噴出期間の時系列データ. 丸印は日平均値, エラーバーは標準偏差を示す.

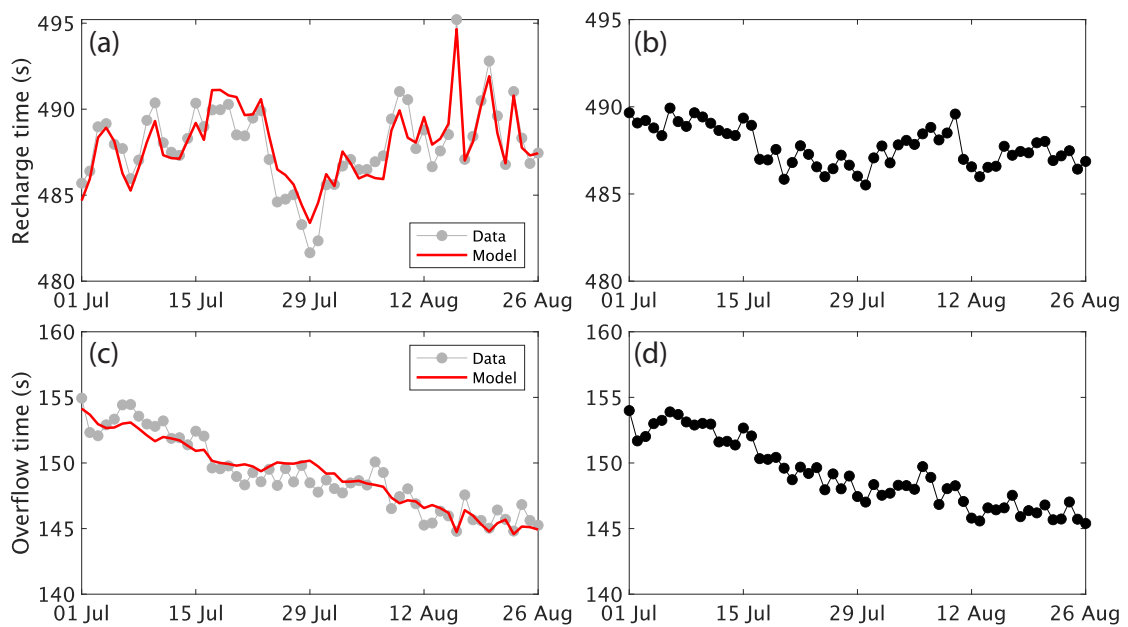


Fig. 3.25: 水位回復期間および湧出期間の時系列データから気圧由来の変動を除去した結果. (a) 除去前および (b) 除去後の水位回復期間. (c) 除去前および (d) 除去後の湧出期間. 点はデータ, 赤線は線形回帰モデルを表す.

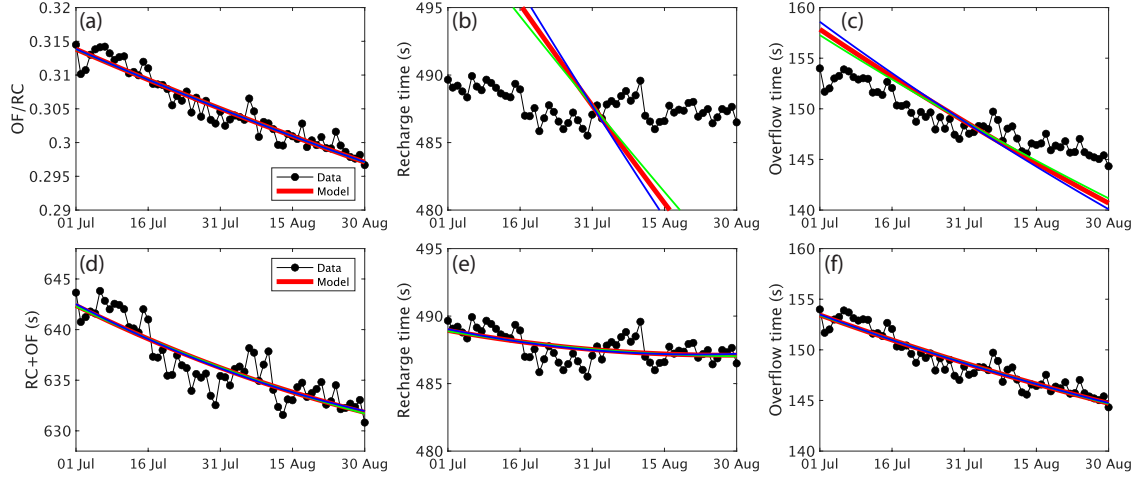


Fig. 3.26: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日における, (a) τ_{OF}/τ_{RC} , (b) と (e) 水位回復期間, (c) と (f) 湧出期間, (d) $\tau_{RC} + \tau_{OF}$. (a), (b), (c) の赤実線は, 静止水頭の変化のみを考慮した時のモデルの計算結果. (d), (e), (f) における赤実線は 静止水頭と比例定数の両方の変化を考慮した時のモデルの計算結果を示す.

Table. 3.2: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日において推定された, 静止水頭および比例定数の時間関数に含まれるパラメータの値.

	A_H	B_H
$H_\infty(t)$	3.19	0.65×10^{-2}
	A_α	B_α
$\alpha(t)$	5.58×10^{-6}	-0.51×10^{-8}

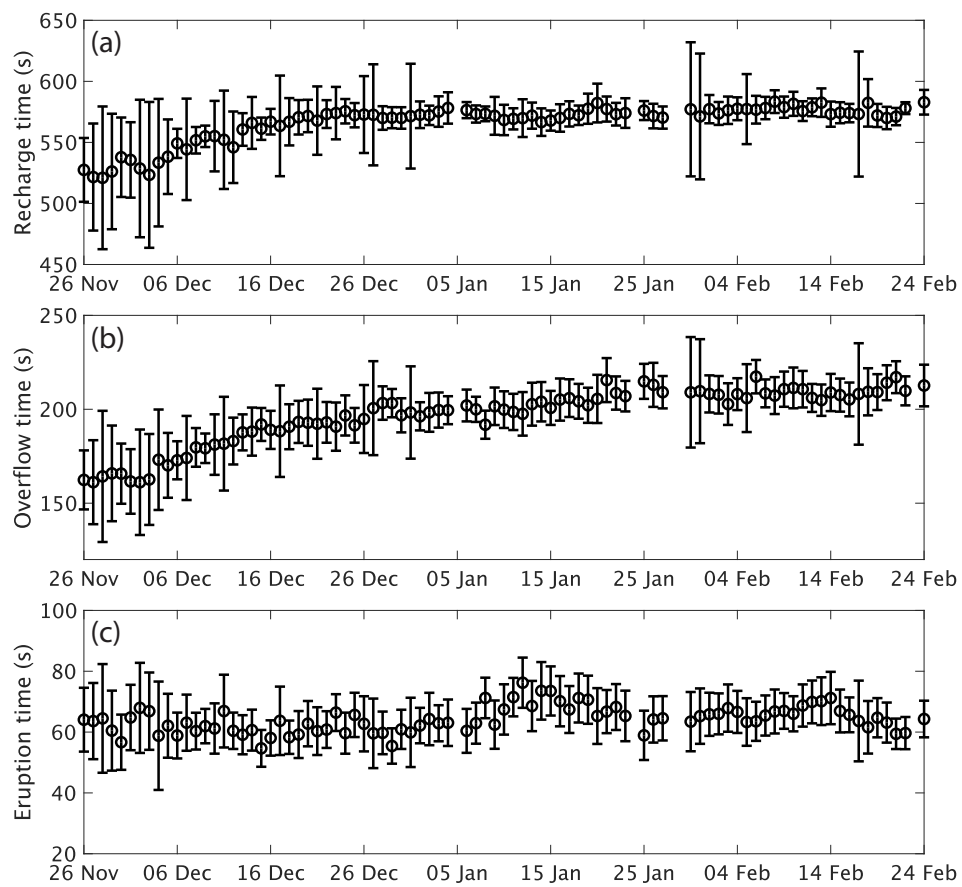


Fig. 3.27: 期間 I における (a) 水位回復期間, (b) 湧出期間, そして (c) 噴出期間の時系列データ. 丸印は日平均値, エラーバーは標準偏差を示す.

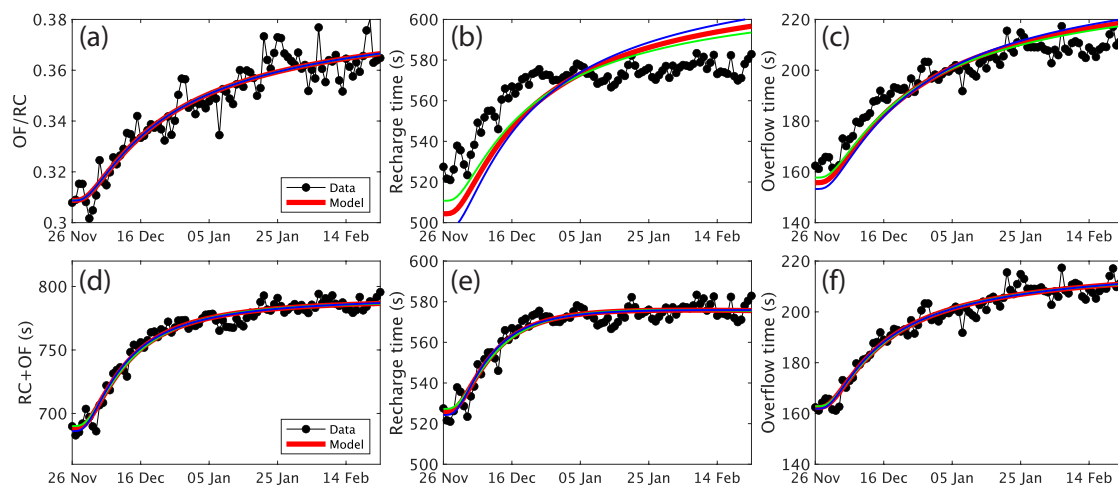


Fig. 3.28: 期間 I における, (a) τ_{OF}/τ_{RC} , (b) と (e) 水位回復期間, (c) と (f) 湧出期間, (d) $\tau_{RC} + \tau_{OF}$. (a), (b), (c) の赤実線は, 静止水頭の変化のみを考慮した時のモデルの計算結果. (d), (e), (f) における赤実線は静止水頭と比例定数の両方の変化を考慮した時のモデルの計算結果を示す.

Table. 3.3: 期間 I において推定された, 静止水頭および比例定数の時間関数に含まれるパラメータの値.

	C_H	D_H	τ_H
$H_\infty(t)$	3.31	-1.16	-18.34
	C_α	D_α	τ_α
$\alpha(t)$	5.10×10^{-6}	7.11×10^{-7}	-49.53

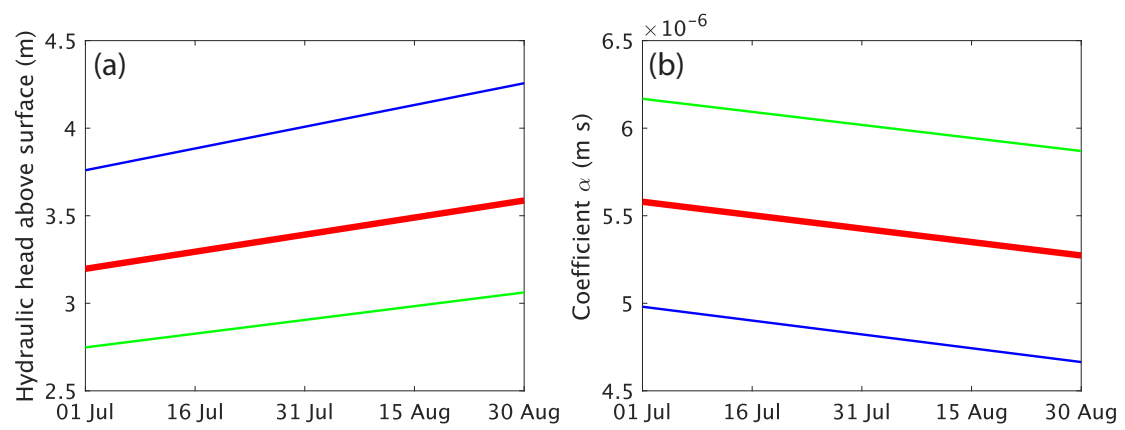


Fig. 3.29: 2022 年 7 月 1 日–8 月 31 日において推定された (a) 静止水頭 H_∞ および (b) 比例定数 α の時間変化. 赤実線は Table. 3.1 の H_0 および U_{cr} の値を用いた場合, 青実線と緑実線はそれぞれ H_0 と U_{cr} に +5 %, −5 % の誤差を考慮した場合の推定結果を示す.

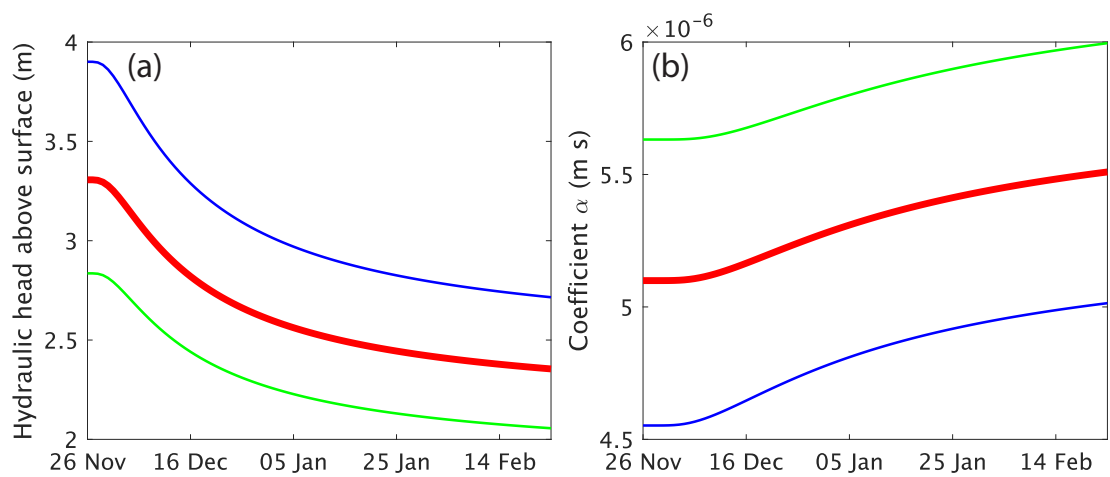


Fig. 3.30: 2019 年 11 月 26 日–2020 年 2 月 24 日において推定された (a) 静止水頭 H_∞ および (b) 比例定数 α の時間変化. 赤実線は Table. 3.1 の H_0 および U_{cr} の値を用いた場合, 青実線と緑実線はそれぞれ H_0 と U_{cr} に +5 %, –5 % の誤差を考慮した場合の推定結果を示す.

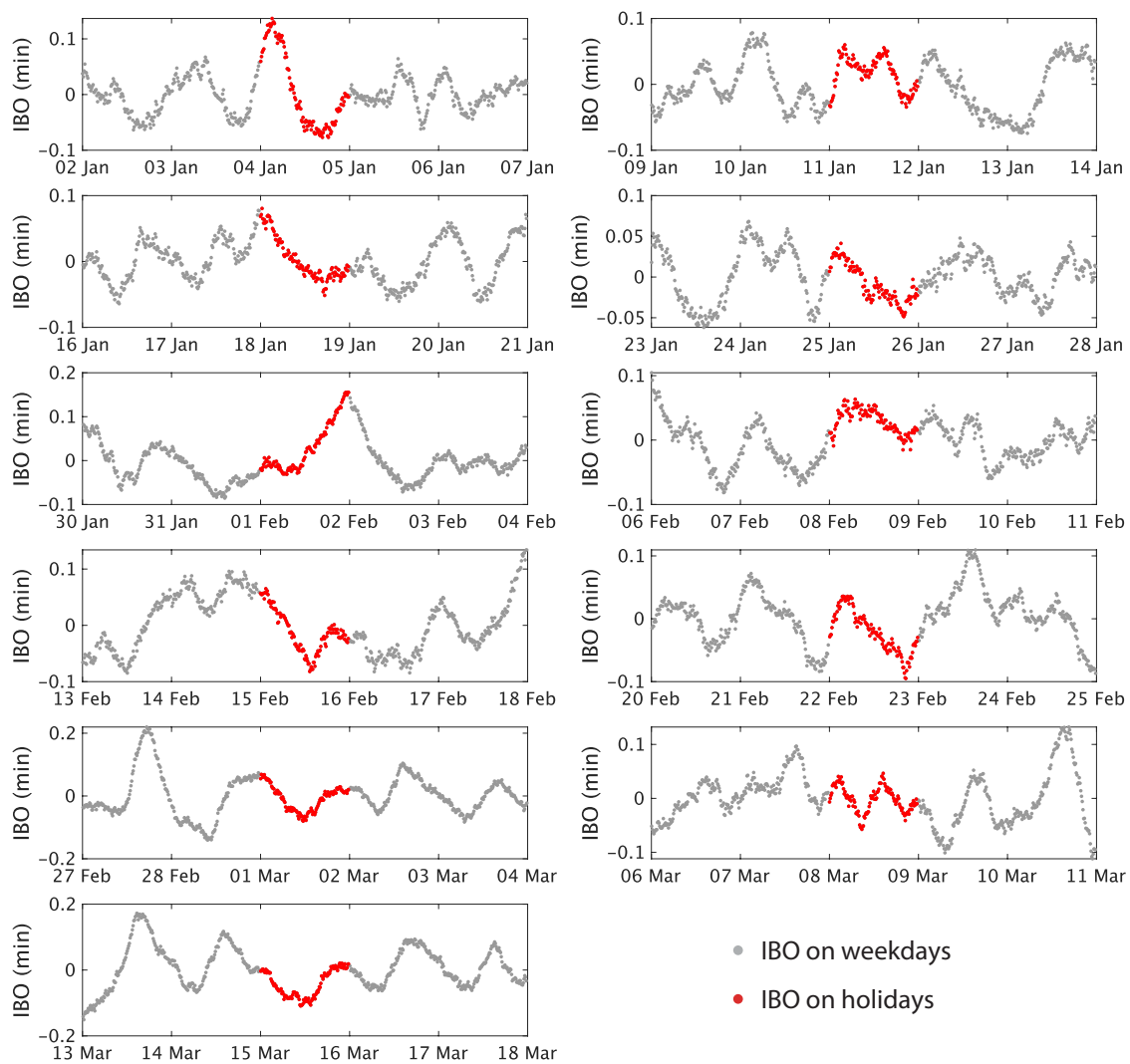


Fig. 3.31: 道の駅しかべ間歇泉公園の休園日および開園日における IBO の比較. 赤点が休園日, 灰点が開園日の IBO に対応する.

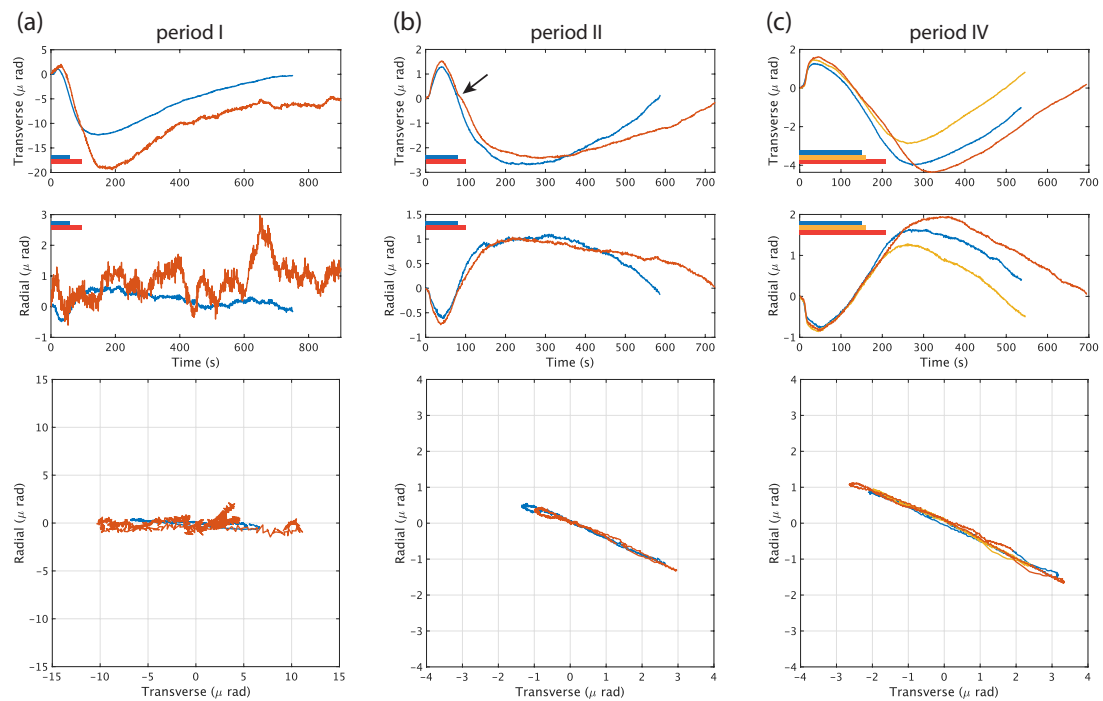


Fig. 3.32: (a) 期間 I, (b) 期間 II, (c) 期間 IV における傾斜変動. 青, 黄色, 橙の実線はそれぞれ短い周期, 中間の周期, 長い周期が発生した時の傾斜変動に対応する. (a), (b), そして (c) それぞれについて, 上段が接線成分, 中段が動径成分の時系列データ, そして下段が傾斜ベクトルを示す. 上段および中段のバーは噴出周期のタイプごとの噴出期間を示す.

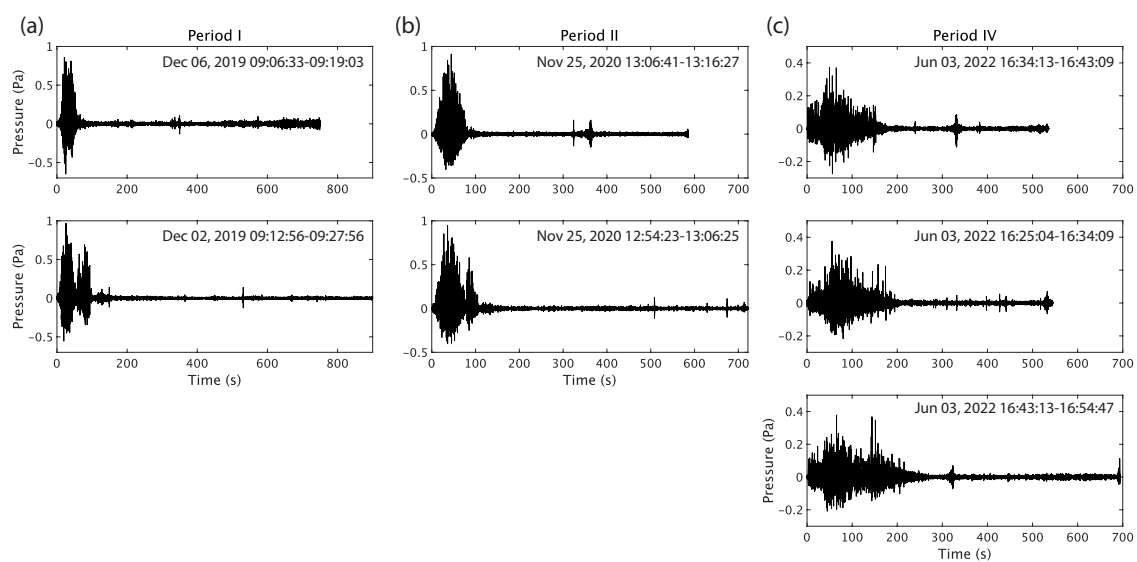


Fig. 3.33: (a) 期間 I, (b) 期間 II, (c) 期間 IV における典型的な空振波形. (a) と (b) は上段と中段にそれぞれ短い周期と長い周期に対応する波形を示し, (c) の上段, 中段, 下段にはそれぞれ短い周期, 中間の周期, 長い周期に対応する波形を示している.

第 4 章

噴出における物理過程の数値的研究

4.1 第2章および第3章を踏まえた課題

第2章ではしかべ間歇泉における噴出プロセスの理解、第3章では連続観測から得られた周期データを用いた周期変化の物理的要因の理解を試みてきた。それぞれの研究から、間歇泉の噴出プロセスについて重要な示唆が得られた。しかし、これらの結果は主に観測データに基づいており、管内で生じる様々な物理プロセスの時空間変化を網羅しているわけではない。例えば、管内の圧力や温度、映像はセンサーを特定の深さに固定して測定しているため、深さ方向に進展する熱力学プロセスや流体力学プロセスを詳細に捉えることは困難である。また、第3章では噴出周期変化の物理的要因を推定したが、観測データとして利用したのは周期という時間情報のみである。限られた種類のデータから管内や帯水層内における物理プロセスの変化を推定するためには、いくつかの仮定を置いた上でモデルを大きく単純化する必要があった。そのため、第2章および第3章で推定した噴出や周期変化のメカニズムは、巨視的な枠組みでの理解にとどまっていると考えられる。そこで、これまで推定してきた物理メカニズムの妥当性や普遍性を検証するとともに、より詳細な物理過程について示唆を得るためには、時間方向・深さ方向の変化を考慮した適切な支配方程式による数値計算が有効である。

4.2 間歇泉の噴出過程に関する数値的研究の先行研究

間歇泉の間欠的噴出における物理プロセスについて定量的な理解を得るために、数値シミュレーションによる間欠噴出の再現と検証が、いくつかの先行研究で試みられてきた。

代表的な例として、間歇泉の上昇経路および帯水層を多孔質媒質と仮定して、多成分・多相流の地下水流動シミュレーターである HYDROTHERM (Hayba and Ingebritsen, 1994) や TOUGH2 (Pruess et al., 1999) を用いて擬似的に間欠噴出を再現した研究が挙げられる。Ingebritsen and Rojstaczer (1993), (1996) は HYDROTHERM を用いて、高浸透率の上昇経路と低浸透率の母岩を設定し、上昇経路の上部境界に一定の圧力・エンタルピー条件、下部に一定の熱流束条件を与えることで、限られたパラメータの範囲内で間欠的な熱水噴出を再現した。また、浸透率や間隙率の変化、温度と圧力の境界条件の変化に対する周期の変化を調査した。その結果、上昇経路内の浸透率の変化に対して周期が強く応答する結果が得られた。また、Saptadji et al. (2016) はニュージーランドの Whakarewarewa 地熱地帯にある Pohutu geyser を対象に、TOUGH2 を用いて上昇経路と高温の貯留層および低温の貯留層から構成される領域を設定し、間欠的な熱水噴出と

Pohutu geyser の噴出周期を再現する数値モデルを開発した。また、貯留層の熱水温度や熱水の供給率などを変化させて噴出周期変化の傾向を調べた。Kiryukhin (2016) および Kiryukhin and Karpov (2020) はロシアカムチャツカ半島の Valley of Geysers にある Velikan Geyser と Sharman Geyser の噴出プロセスを再現する数値モデルを TOUGH2 を用いて開発した。上昇経路の深部から熱水を供給するだけでなく、周期的に CO_2 ガスを供給することで、上昇経路内における温度変化などの観測事実をよく説明している。

上記で取り上げた先行研究による数値モデルは、いずれも地下水流動シミュレーターを用いているため、上昇経路内の気泡を伴う流動をダルシーの法則で近似している。しかしながら、噴出プロセスで観測される流速の大きな流れではレイノルズ数が大きくなり、層流を仮定するダルシー流の近似が破綻する可能性がある（多孔質流れにおける臨界レイノルズ数は $Re \sim 5$ と示されている（Bear, 1979））。また、ダルシー流において、気相を含む流れは相対浸透率の導入によって記述される（Ingebritsen et al., 2006）。しかし、実際の上昇経路は多孔質媒質というよりも管路状や径の大きな亀裂の場合が多い。管路形状を流れる気液二相流は、気相飽和度や体積流束に応じて流動様式が気泡流からスラグ流、そして環状流に変化する（e.g., Yadigaroglu and Hewitt, 2017）。間歇泉の噴出においてこのような流動様式の変化が想定される場合、ダルシー流は上昇経路内の気泡を伴う流体の運動を正確に取り扱うことができないと指摘されている（Saptadji et al., 2016; Cai et al., 2021）。すなわち、管路状の上昇経路における気液二相流の力学プロセスを詳細に理解するためには、ダルシー流による近似ではなく、一般的な流体の運動方程式を計算する必要があると考えられる。

単純な管路形状の流路内における気液二相流に関する数値シミュレーションは、主に地熱開発や二酸化炭素貯留の分野で研究されており、WELBORE (Miller, 1980) や T2Well (Pan and Oldenburg, 2014; Pan et al., 2011a, 2011b, 2011c) などのシミュレーターも開発されている。地熱開発では貯留層の温度・圧力条件から坑口での生産予測や、複数の貯留層を貫く井戸における流動の不安定挙動の解析において気液二相流シミュレーターが利用される（e.g., Yamamura et al., 2017; Tonkin et al., 2021, 2023）。これらのシミュレーションで用いられる支配方程式は、主に流体の質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、状態方程式であるが、二相流を取り扱う場合は式の数が増え、数値計算の複雑性が高くなる。そのため、気相と液相の速度を同一と仮定し、気相の発生に伴う流体の平均密度や平均速度の変化を考慮する均質流が用いられる場合もある（e.g., Yadigaroglu and Hewitt, 2017; Yamamura et al., 2017; Matsumoto et al., 2021）。最近では、

室内実験から得られた経験式を用いて気液の相対運動の取り扱いを比較的容易にしたドリフトフラックスモデルによるシミュレーションも行われている (e.g., Pan et al., 2011a, 2011b, 2011c; Pan and Oldenburg, 2014; Akbar et al., 2016; Wei et al., 2018; Tonkin et al., 2021). 上記のような管路内の気液二相流シミュレーターは、実際の間歇泉で見られる気相の急激な増大に伴う流動様式の変化を扱う上で、地下水流動シミュレーターよりも格段に適切と考えられる。また、噴出期間では最初に液相噴出が卓越し、後半に気相噴出が卓越する様子が見られるといった観測事実もあり (White, 1967; Karlstrom et al., 2013), 間欠的な噴出を支配する物理過程を再現する上では気液の相対運動を考慮することも重要であると考えられる。

CO₂-driven cold-water geyser など、CO₂ の発泡に駆動されて噴出する間歇泉の噴出ダイナミクスの研究に、管路内の気液二相流シミュレーションが用いられた例が僅かながらに存在する (Lu et al., 2006; Watson et al., 2014; Cai et al., 2021). Lu et al. (2006) はニュージーランドの Te Aroha geysering well で管内の複数の深度で圧力観測を行い、噴出サイクルにおける圧力変化や気相飽和度の変化を推定した。さらに、管内の等温流れを仮定して CO₂ と水からなる非定常の気液二相流モデルを構築し、数値実験を行うことで管内の圧力や気相飽和度の観測事実をよく再現した。Watson et al. (2014) はアメリカのユタ州にある Tenmile Geyser とニューメキシコ州にある Chimayo Geyser で管内の圧力・温度観測を行い、観測事実に基づいて噴出プロセスの概念モデルを提案した。さらに、定常の気液二相流モデルを用いて CO₂ 濃度や流入速度の様々なパターンで計算を行い、気相飽和度や温度、流速の空間分布を調べることで概念モデルの妥当性を検証した。Cai et al. (2021) は、帯水層および管路内の気液二相流を計算できる T2Well/ECO2N (Pan et al., 2011a, 2011b, 2011c; Pan and Oldenburg, 2014) を用いて数値実験を行い、中国の青海-チベット高原にある ZK10 を対象に、CO₂ の減圧発泡による噴出プロセスを再現した。構築した数値モデルを用いて気相飽和度や流速、温度などのパラメータの時空間発展を調査し、CO₂-driven cold-water geyser で提案されてきた概念モデルを定量的に検証した。

上記のように、主に CO₂ の発泡に駆動されて噴出する間歇泉の噴出プロセスには管路内の気液二相流シミュレーションを用いて検討した研究が存在する。しかし、しかば間歇泉や他の多くの間歇泉のような、水の沸騰によって噴出する間歇泉に対して用いられた研究は現時点で存在しない。

4.3 第4章における研究の目的

本研究では、単純な形状の上昇経路を持つ間歇泉の、噴出における詳細な物理プロセスについて知見を得るために、管路内の気液二相流シミュレーションに基づく数値実験を行った。シミュレーションによって得られた圧力や温度などの物理パラメータの時空間変化を精査し、噴出サイクルにおける上昇経路内の物理プロセスについて推定した。また、帯水層の条件や境界条件、上昇経路の形状を変化させ、パラメータの周期的な振る舞いの応答を調査することでその物理メカニズムを検討した。以上の結果としかべ間歇泉や他の間歇泉で得られた観測事実とを比較し、現象を支配する詳細な物理プロセスについて考察した。

4.4 T2Well/ECO2N を用いた数値シミュレーション

4.4.1 T2Well/ECO2N の概要

T2Well は帯水層および管路内の気液二相流シミュレーターであり、多成分・多相流地下水流動シミュレーターである TOUGH2 (Pruess et al., 1999) を拡張したものである (Pan and Oldenburg, 2014; Pan et al., 2011a, 2011b, 2011c)。TOUGH2 では全ての流体の流れをダルシーの法則に従う多孔質流れで近似しているが、T2Well では管路内の流れについて通常のナビエ-ストークス方程式を計算する点で大きく異なる。T2Well は多孔質流れになる帯水層と、管路内流れになる井戸をそれぞれ異なるサブドメインとして扱い、それらの接続面での境界条件を連続とすることで井戸-帯水層システムのシミュレーションを行うことができる工夫がなされている。T2Well/ECO2N は、二酸化炭素貯留 (GCS) に関する貯留層のシミュレーションを行うために開発されたシミュレーターで、TOUGH2 の状態方程式モジュールである TOUGH2/ECO2N (Pruess, 2005; Pruess and Spycher, 2007) に T2Well を組み込んだものである。

4.4.2 T2Well および TOUGH2 の支配方程式

T2Well および TOUGH2 で使用される支配方程式を記述する。管路内の気液二相流シミュレーションモデルにおける基礎方程式は質量保存式、エネルギー保存式、運動量保存式である。なお、T2Well は1次元の支配方程式を解くため、各グリッドで定義される物理量は管の断面積で平均された値となる。T2Well における質量保存式およびエネルギー保存式は以下のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{\beta} \rho_{\beta} S_{\beta} X_{\beta}^k + \frac{1}{A} \sum_{\beta} \frac{\partial (A \rho_{\beta} X_{\beta}^k S_{\beta} u_{\beta})}{\partial z} = q_m^k \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{\beta} \rho_{\beta} S_{\beta} \left(U_{\beta} + \frac{1}{2} u_{\beta}^2 \right) + \frac{1}{A} \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \rho_{\beta} S_{\beta} u_{\beta} \left(h_{\beta} + \frac{1}{2} u_{\beta}^2 \right) \right) \\ + \sum_{\beta} (S_{\beta} \rho_{\beta} u_{\beta} g \cos \theta) + q'' = q_e^k \end{aligned} \quad (4.2)$$

式 4.1 および式 4.2 右辺の q_m と q_e はそれぞれ質量とエネルギーのシンク/ソース項である．支配方程式中の変数の説明は主に Table. 4.1 と Table. 4.2 に示した．また，式 4.2 左辺第 4 項の q'' は孔壁と流体の間の熱損失/享受量である．T2Well では，気相と液相の相対速度を考慮するために，Zuber and Findlay (1965) によって開発され，Shi et al. (2005) によって拡張されたドリフトフラックスモデルを用いている．ドリフトフラックスモデルは気相飽和度の変化に伴う気相と液相の相対速度を経験的な構成式によって計算するため，気相と液相それぞれについて運動量保存式を解く必要が無い．以下では，運動量保存式およびドリフトフラックスモデルで用いられる主要な構成式について記述するが，詳細は Shi et al. (2005) および Pan and Oldenburg (2014) を参照されたい．ドリフトフラックスモデルでは，気相速度 u_G として，混合流体の体積流束およびドリフト速度 u_d を用いた，以下のような経験的な構成式が提案されている．

$$u_G = C_0 j + u_d \quad (4.3)$$

ここで， C_0 は分布パラメータと呼ばれ，管の断面における局所的な気相の飽和度および速度の分布による影響を考慮したパラメータである．体積流束は気相飽和度と各相の速度を用いて，

$$j = S_G u_G + (1 - S_G) u_L \quad (4.4)$$

と表す．よって，式 4.3 および式 4.4 から液相速度 u_L は以下のように表せる．

$$u_L = \frac{1 - S_G C_0}{1 - S_G} j - \frac{S_G}{1 - S_G} u_d \quad (4.5)$$

これらの構成式を取り入れることによって，管内流れにおける運動量保存式は単一の方程式に単純化され，混合速度 u_m およびドリフト速度 u_d を用いて以下のよ

うに表せる.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m u_m) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} [A(\rho_m u_m^2 + \gamma)] = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\Gamma f \rho_m |u_m| u_m}{2A} - \rho_m g \cos \theta \quad (4.6)$$

なお,

$$\gamma = \frac{S_G}{1 - S_G} \frac{\rho_G \rho_L \rho_m}{\rho_m^{*2}} [(C_0 - 1)u_m + u_d]^2. \quad (4.7)$$

ここで, ρ_m^* は profile-adjusted average density と呼ばれる.

$$\rho_m^* = S_G C_0 \rho_G + (1 - S_G C_0) \rho_L \quad (4.8)$$

なお, 混合密度 ρ_m および混合速度 u_m はそれぞれ気相飽和度 S_G を用いて以下のように表せる.

$$\rho_m = S_G \rho_G + (1 - S_G) \rho_L \quad (4.9)$$

$$u_m = \frac{S_G \rho_G u_G + (1 - S_G) \rho_L u_L}{\rho_m} \quad (4.10)$$

ドリフトフラックスモデルにおいて重要な点は, ドリフト速度 u_d および分布パラメータ C_0 を正確に表現することである. 気液二相流の場合では, 気相と液相の界面を通じた相互作用によって気泡流, スラグ流, 環状流など異なる流動様式を示すため, u_d や C_0 は流動様式の関数となる. Shi et al. (2005) はドリフト速度を以下のように定義している.

$$u_d = \frac{(1 - C_0 S_G) u_c K(S_G, K_u, C_0) m(\theta)}{C_0 S_G \sqrt{\rho_G / \rho_L} + 1 - C_0 S_G} \quad (4.11)$$

ここで, $m(\theta)$ は管の傾きによる影響を考慮したパラメータである. u_c は characteristic velocity と呼ばれ, 液相中を上昇する気泡速度の基準値を示す. そして K は気泡流と環状流の中間の流動様式におけるドリフト速度を表すための関数であり, T2Well では Shi et al. (2005) とは異なる以下の式を用いている.

$$K = \begin{cases} 1.53 & S_G \leq a_1 \\ 1.53 + \frac{C_0 K_u - 1.53}{2} \left[1 - \cos \left(\pi \frac{S_G - a_1}{a_2 - a_1} \right) \right] & a_1 \leq S_G \leq a_2 \\ C_0 K_u & S_G \geq a_2 \end{cases} \quad (4.12)$$

K_u はクタテラーゼ数であり, ボンド数の関数となる. a_1 および a_2 は Shi et al. (2005) によって提案された気相飽和度の境界値である. 分布パラメータ C_0 は以

下の式を用いる.

$$C_0 = \frac{C_{max}}{1 + (C_{max} - 1)\eta^2} \quad (4.13)$$

C_{max} は分布パラメータの上限値であり, ユーザーが 1 ~ 1.5 の値の範囲で指定する. なお, T2Well では $C_{max} = 1$, $K_u = 0$ を指定すると流動を均質流として扱う.

また, TOUGH2 では多孔質媒質中の質量保存式およびエネルギー保存式を解く.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_n} \left(\phi \sum_{\beta} S_{\beta} \rho_{\beta} X_{\beta}^k \right) dV_n = \int_{\Gamma_n} \left(\sum_{\beta} X_{\beta}^k \mathbf{F}_{\beta} \right) \cdot \mathbf{n} d\Gamma + \int_{V_n} q_m^k dV_n \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{V_n} \left((1 - \phi) \rho_R C_R T + \phi \sum_{\beta} S_{\beta} \rho_{\beta} u_{\beta} \right) dV_n \\ = \int_{\Gamma} \left(-\lambda \nabla T + \sum_{\beta} h_{\beta} \mathbf{F}_{\beta} \right) \cdot \mathbf{n} d\Gamma_n + \int_{V_n} q_e^k dV_n \end{aligned} \quad (4.15)$$

なお, 多孔質媒質中の流束は多相流に拡張されたダルシーの法則を用いて計算する.

$$\mathbf{F}_{\beta} = \rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta} = -k \frac{k_{r\beta}}{\mu_{\beta}} (\nabla P_{\beta} - \rho_{\beta} \mathbf{g}) \quad (4.16)$$

TOUGH2 および T2Well は支配方程式を有限差分法によって計算する. 支配方程式のうち, 質量保存式とエネルギー保存式は一次精度の完全陰解法を, 運動量保存式は対流項を陽的に, それ以外の項を陰的に扱う半陰解法を用いて離散化される. また, 圧力などのスカラー量をグリッドの中心で, 速度などのベクトル量をグリッドの境界で定義するスタッガードグリッドを使用する. 離散式は非線形となり, ニュートン・ラフソン法によって計算される. 主要変数としては, 圧力と, 各成分の質量分率, そして温度を用いる. 主要変数を計算した後に流速や流体の物性値が求められる. 管内の計算においては, 最初に混合速度 u_m が計算され, 次に式 4.11 からドリフト速度 u_d が求まり, 最後に各相の速度が得られる.

4.4.3 状態方程式

T2well および TOUGH2 で用いる基礎方程式には, 流体の密度やエンタルピーなどの熱物性値が含まれているため, 取り扱う流体の種類に応じて適切な状態方程式を与える必要がある. TOUGH2 にはさまざまな状態方程式モジュール

ルが用意されており，目的に応じて使い分けることができる．T2Well は現時点で ECO2N (Pruess, 2005; Pruess and Spycher, 2007) と呼ばれるモジュールにのみ対応している．ECO2N は $\text{NaCl-H}_2\text{O-CO}_2$ 系の流体を扱うことができ， $10 \leq T \leq 110 \text{ }^\circ\text{C}$ ， $P \leq 60 \text{ MPa}$ の温度・圧力範囲で適用可能である．ECO2N は主に二酸化炭素貯留における坑井を通した CO_2 の貯留層への注入プロセスや，同時に炭化水素が形成された堆積盆地における CO_2 や塩水の地上への漏出プロセスなどのシミュレーションに用いられている (e.g., Pan et al., 2011b; Cai et al., 2021)．そのため，本来は CO_2 に富む塩水の低温・高圧条件における流動プロセスのシミュレーションを想定した状態方程式であるが，液相の水の熱物性値は蒸気表に従うため，沸騰プロセスも扱うことができる．特に，しかべ間歇泉や Old Faithful Geyser などの減圧沸騰タイプの間歇泉では熱水中に溶解する CO_2 ガスが気相の飽和温度を下げるという点で噴出プロセスに影響している可能性があるため (Hurwitz et al., 2016; Ladd and Ryan, 2016; Tsuge et al., 2023)，実際のしかべ間歇泉で想定される $110 \text{ }^\circ\text{C}$ を超える温度の熱水を扱うことはできないものの，噴出における減圧沸騰プロセスや CO_2 ガスの寄与を検証するためには有用である．なお，高温熱水の熱物性値を取り扱える状態方程式モジュールである EOS1 や EWASG を T2Well に組み込んだ T2Well/EOS1 や T2Well/EWASG を開発した研究も存在するが (Vasini et al., 2018; Doran et al., 2021)，現時点ではソースコードが公開されていないため利用不可能であった．

4.4.4 シミュレーションの設定

4.4.4.1 計算領域の設定

T2Well では管路内の流動は 1 次元で扱い，帯水層は 1 次元から 3 次元まで計算可能である．計算領域は Fig. 4.1 に示すように，直径 0.15 m ，長さ 20 m の垂直管と，その下部 4.5 m の部分に接続された帯水層で構成した．帯水層は長さ約 50 m で，管を中心とする円筒二次元領域である．管領域のグリッドは，坑口に対応する部分を 0.1 m ，それ以外の部分を 0.5 m 間隔とした．帯水層領域のグリッドは，鉛直方向に 0.5 m 間隔で，水平方向には中心部分で 0.5 m ，最遠部で 5 m となるように中心から離れるほど間隔が大きくなるように分割した．これにより，本モデルでは element の数が 501，connection の数が 914 となった．また，管領域の坑口部および帯水層領域の最遠部には 1050 m^3 の体積を持つブロックを接続しており，それぞれ大気および熱水の供給条件に対応する境界条件を与えるために使用する．

管および帯水層の各物性値（例えば、管壁の絶対粗度や岩石の熱伝導率など）は、Pan and Oldenburg (2014) 計算例を参考に設定した (Table. 4.3). なお、浸透率の値はしかべ間歇泉の管内における圧力観測から制約された値の範囲内で設定した.

4.4.4.2 初期条件と境界条件

境界条件として、管の坑口に位置する大気ブロックには、圧力、温度、液相中の CO_2 質量分率の条件として、 $(P, T, x\text{CO}_2) = (1.013 \times 10^5 \text{ Pa}, 20^\circ\text{C}, 0.7)$ を与えた. また、帯水層の最遠部に位置するブロックは、一定の圧力と温度を持つ貯留層に対応し、圧力条件として（管底部の静水圧 +3 m の水頭）に対応する過剰圧、温度条件として 105°C 、 CO_2 の質量分率の条件として 2.0×10^{-4} を与えた. 初期条件として、管内において、管上部から -15 m にかけて 95°C から 105°C まで大きくなるように $(105 - 95)/15$ の温度勾配、 -15 m 以深は 105°C を与えた. 圧力は各深さに対応する静水圧を与えた. CO_2 の質量分率は、管上部から -15 m にかけて 1.0×10^{-4} から 2.0×10^{-4} まで大きくなるように $(2.0 \times 10^{-4} - 1.0 \times 10^{-4})/15$ の勾配で与え、 -15 m 以深は 2.0×10^{-4} で一定とした. 帯水層内は、水温は 105°C 、圧力は管内と同様に静水圧に対応する圧力勾配を与えた. なお、T2well は管と周辺の地層との熱伝達を計算できるが、管の側方に地層に対応するブロックを設定しない場合、初期条件で管内に与えた温度分布が地層内の温度分布と見做し、Ramey (1962) による半解析解を用いて熱伝達を計算する.

4.4.4.3 数値実験の方針

本研究における数値実験では、第 2 章および第 3 章によって明らかになった以下の観測事実に基づく問いを検証することを目指す. T2Well/ECO2N は使用している状態方程式モジュールが高温領域 ($> 110^\circ\text{C}$) を扱えないため、しかべ間歇泉における噴出プロセスを詳細に再現するというよりも、推定した噴出の概念モデルおよび噴出周期変化の物理メカニズムの妥当性や、他の間歇泉における普遍性を確かめることに主眼を置く.

1. バブルトラップの無い管と帯水層による供給系のみで、水や CO_2 の減圧沸騰によって間欠噴出が生じるか？
2. 多くの間歇泉で典型的に見られる噴出サイクル（水位回復、湧出、噴出）の特徴が再現されるか？
3. 水に溶解する CO_2 が噴出プロセスにどのように寄与するか？

4. 管の形状や熱水の供給条件、大気条件の変化が噴出プロセス（噴出量や噴出周期）にどのような影響を与えるか？
5. 帯水層内でも発泡が生じることで、しかべ間歇泉で観測されたような噴出中の過剰供給が生じ得るか？

4.4.4.4 モデル応答の検証

4.3.3 節で提示した問題のうち、「4. 管の形状や熱水の供給条件、大気条件の変化が噴出プロセス（噴出量や噴出周期）に影響を与えるか」、について検証するために、上記の入力変数設定を基準モデルとし、浸透率、貯留層圧力、熱水温度、液相中の CO_2 の質量分率、管の半径、大気圧、そして供給温度をそれぞれ変化させた検証モデルを設定してシミュレーションを行い、出力変数として 1 噴出サイクルあたりの最大液相流量、最大気相流量、総液相噴出量、総気相噴出量、そして噴出周期（IBE: Interval Between Eruption）にどのような影響を与えるかを調査する。検証モデルで使用する各パラメータの値は Table. 4.4 に示す。

各パラメータに対するモデルの感度の強さは、Cai et al. (2021) を参考に、以下の指標を用いる。

$$S = \frac{\Delta O/O}{\Delta I/I} \quad (4.17)$$

ここで、 ΔO は検証モデルと基準モデルにおける出力変数の差、 ΔI は検証モデルと基準モデルにおける入力変数の差、 O は基準モデルにおける出力変数の値、 I は基準モデルにおける入力変数の値である。以降では S を感度係数と呼ぶ。検証モデルの入力変数および出力変数の値は、初期条件から 20000 秒までの平均値を用いる。

4.4.5 計算結果

4.4.5.1 基準モデルにおける各パラメータの時空間変化

Fig. 4.2 にシミュレーションの結果を示す。Fig. 4.2a は深さ 0.05 m、すなわち、計算上は噴出口に対応する位置における液相流量と気相流量の時間変化を示している。噴出口の液相流量と気相流量は周期的に増大と減少を繰り返しており、間欠的な噴出状態となっている。Fig. 4.2b に Fig. 4.2a 中の最大液相流量と最大気相流量を抽出し、時系列で並べたところ、最大液相流量と最大気相流量は時間的にほぼ一定の値を示すことがわかり、平均値はそれぞれ 21.83 kg/s, 0.67 kg/s である。また、液相流量が最大になる時間を基準に噴出周期を計測したところ、 278.16 ± 3.91 s であった (Fig. 4.2c)。以上から、基準モデルのシミュレーション

では、規則的な間欠噴出を再現できることがわかった。なお、噴出周期や、噴出サイクルごとの各相の最大質量流量がほぼ一定で推移するため、初期条件の影響は1000–2000 秒程度で無視できるほど小さくなっていると考えられる。一方で、数値実験にも関わらず噴出周期や流量の値にはばらつきが見られるため (Fig. 4.2), その原因を 4.4.5.9 節および 4.4.5.10 節で検証する。次に、管内における圧力、気相飽和度、温度の時空間分布を Fig. 4.3 に示した。管内の各物理量は Fig. 4.2 に示した結果と同様に規則的な変化を繰り返していることがわかる。圧力は浅部から深部に向かって滑らかに大きくなり、気泡飽和度の時空間変化 (Fig. 4.3b) と対応した変化を示しているため、基本的に静水圧に支配されている (Fig. 4.3a)。また、気相飽和度の高い (~ 1.0) 時空間分布と温度の低い ($\sim 20\text{ }^{\circ}\text{C}$) 時空間分布がほぼ対応しており (Fig. 4.3b, c), この領域では熱水というよりも大気条件として与えた CO_2 が卓越していると考えられる。

Fig. 4.4 に Fig. 4.3 で示した各変数の時間領域のうち、8200–8700 秒を拡大して示した。Fig. 4.4 は約 2 回分の噴出サイクルを含む。また、同時刻における、深さ 0.05 m, 3.85 m, 10.85 m, 14.85 m での液相の質量流量、気相の質量流量、圧力、気泡飽和度、温度、そして深さ 0.05 m での液相流速と気相流速の時系列変化を Fig. 4.5 に示した。Fig. 4.5 および Fig. 4.5 中の t_1 から t_4 までの期間が 1 つの噴出サイクルに対応する。各物理量の時間変化のパターンから、 t_1 および t_4 を噴出停止時間、 t_2 を噴出口における湧出開始時間、 t_3 を噴出開始時間と定義する。よって、 t_1 – t_2 が水位回復期間、 t_2 – t_3 が湧出期間、 t_3 – t_4 が噴出期間に対応する。

t_1 では管内の圧力は下限値を取り (Fig. 4.5c), 同時に深さ 0.05 m と 3.85 m で気相飽和度がほぼ 1 となる (Fig. 4.5d)。 t_1 から t_2 の間の期間では、圧力は指数関数的に上昇しており (Fig. 4.4a, Fig. 4.5c), 管浅部では液相が卓越する領域と気相が卓越する領域の境界が見られるとともに (Fig. 4.4b), その境界は高温領域と低温領域の境界とも対応している (Fig. 4.4c)。つまり、この境界は実際の間歇泉現象において、水位回復期間の管内を上昇する水面に対応する。圧力の変化率は、境界条件の圧力と管内の圧力に比例する速度で熱水が管内に供給されていることを反映する。Fig. 4.5d, e を見ると、深さ 3.85 m の位置では、液相が卓越した領域が到達して気相飽和度が急速に低下するとともに、温度が約 $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ に到達し、その後指数関数的に上昇する。深さ 0.05 m における気相の質量流量や各相の流速には断続的にパルス状の変化が見られており、その発生位置は液相卓越領域と気相卓越領域の境界がステップ的に変化する位置と一致する (Fig. 4.4b, c, Fig. 4.5b, f)。このステップ的な変化は Water Packing と呼ばれる、気液二相流数

値計算において水面が形成されるような状況において発生する数値的な影響と考えられる（日本原子力学会熱流動部会，1993）． t_2 では各深さで圧力が最大値を示す（Fig. 4.4a）．深さ 0.05 m において温度は急速に約 75 °C まで上昇し，その後時間の経過とともに指数関数的に上昇する（Fig. 4.5e）．液相の質量流量と流速が正に転じるが，値は 0.0 に近い状態を維持する（Fig. 4.5a, f）． t_2 から時間が経過すると深さ 0.05 m，3.85 m における気相飽和度が徐々に増加し，ともなって各深さで圧力がわずかに低下する（Fig. 4.5c, d）． t_3 では深さ 0.05 m，3.85 m で各相の質量流量，速度が急速に増大する（Fig. 4.5a, b, f）．また，管浅部では気相飽和度が増大し（Fig. 4.4b, Fig. 4.5d），同時に管全体で圧力が低下する（Fig. 4.4a）．深さ 14.85 m では気相は発生していないが，管内の圧力低下によって帯水層からの供給率が上昇するため，液相の質量流量の上昇が認められる（Fig. 4.5a）．また，深さ 0.05 m における温度は約 100 °C で一定であり，深さ 3.85 m の約 105 °C から徐々に低下，深さ 10.85 m，14.8 m では 105 °C で一定である（Fig. 4.5e）．深さ 0.05 m における各相の質量流量と流速を比較すると，液相の方が気相よりも先にピークに達することがわかる（Fig. 4.5a, b, f）． t_4 では各相の質量流量が急速に低下して負になり，大気からの水と CO₂ が管内へ流入していることがわかる（Fig. 4.5a, b）．同時に管内の圧力は最小値をとり，振動を伴いながら再度上昇に転じる（Fig. 4.5c）．管浅部は水蒸気と大気から流入した CO₂ が支配的になるため，気相飽和度が上昇してほぼ 1 になる（Fig. 4.5d）．深さ 0.05 m の温度は大気条件の温度を反映して直ちに約 20 °C まで低下するが，深さ 3.85 m では遅れて温度が低下する（Fig. 4.5e）．管内の状態は t_1 と同じになり，再度 t_1 – t_4 と同様のサイクルを繰り返す．

噴出サイクルにおいて，管内で発生した気相中の水蒸気と CO₂ の割合が時間的にどのように変化するかを調べるために，管内における気相飽和度（Fig. 4.4a と同じ）と，気相中の水蒸気質量分率の時空間変化を Fig. 4.6 に示した．Fig. 4.6b において，気相飽和度が 0 より大きい領域のみプロットしている．気相中には水蒸気と CO₂ のみが含まれるため，1.0 で水蒸気が 100 %，0.0 で CO₂ が 100 % を意味する．気相中の水蒸気質量分率の推移を見ると，湧出開始直後は特に浅部で CO₂ の割合が相対的に高いが，時間経過とともに，浅部にかけて水蒸気の割合が徐々に大きくなることがわかる．また，気相の発生深度も時間とともに深くなっており，発泡深度付近では気相中の CO₂ の割合が浅部に比べて相対的に高い．噴出期間では浅部の気相飽和度が高い領域において水蒸気の割合がほぼ 1.0 となっており，深部の発泡深度付近ほど CO₂ の割合が高くなる．すなわち，噴出期間において CO₂ は発泡深度を低下させる一方で，噴出の爆発性にはほとんど寄与せ

ず、熱水の噴出は主に水蒸気に駆動されていると考えられる。

次に、湧出期間から噴出期間にかけての各パラメータの時空間変化を詳細に調べる。Fig. 4.7–Fig. 4.13 に 8440–8533 秒における管内の圧力、温度、気相飽和度、気相中の水の質量分率、液相の質量流量、そして液相の速度に関する時空間変化を、いくつかの時間窓に分けて示した。気相中の水蒸気質量分率 (Fig. 4.7–4.13 中の H_2O in Gas) は気相飽和度 (SG) が 0 より大きくなる領域のみプロットした。なお、Fig. 4.7–Fig. 4.12 と、Fig. 4.13 とではカラープロットが対応していないことに注意する。8440–8521 秒は湧出期間に対応し、液相の質量流量と速度は 0.0 に近い値を示す (Fig. 4.7 の Flo.Liq. および Vel.liq.)。管内の温度は湧出の継続とともに特に浅部で上昇して徐々に沸点 (赤実線) に漸近しており、対応して気相中の水の質量分率が上昇する。液相に CO_2 が含まれているため、発泡深度は深さ約 6 m にまで及んでいるが、気相飽和度は最大でも 0.1 程度にとどまっている。次に、8440–8523 秒は噴出開始に対応し、液相の質量流量が急速に上昇し始める (Fig. 4.8)。温度は噴出口から深さ約 1.5 m まで沸点に達しており、同様の深さで気相中の水の質量分率が約 0.95 になる。噴出開始時において最大の気相飽和度は約 0.1 から 0.2 まで急速に大きくなっている。8440–8524 秒を見ると、噴出口での液相の質量分率はさらに上昇して最大値に達する (Fig. 4.9)。水温は深さ約 2 m まで沸点に達しており、発泡深度は深さ約 6.4 m に及んでいるが、特に深さ 2 m より浅部で気相飽和度が増大しているのがわかる。また、同深度で気相中の水の質量分率がほぼ 1 になる。液相の質量流量と速度を見ると、深さ約 2 m よりも浅部で深さ方向の変化率が深部に比べて大きくなっている。8440–8526 秒を見ると、噴出口での液相の質量流量はピークから下降に転じ、対して液相速度はピークに達している (Fig. 4.10)。水の沸点到達深度や発泡深度は更に深部へ到達しており、気相飽和度は発泡深度から深さ約 2 m まで浅くなるにつれて増大するが、それより浅部ではあまり変わらなくなる。8440–8530 秒では噴出口での液相の質量流量および速度両方が最大値を過ぎて下降している (Fig. 4.11)。減圧が進み、水の沸点到達深度や発泡深度は更に深部へ移動しているが、液相の質量流量と速度は時間の経過とともに減少している。8440–8532 秒では、噴出口および管内で液相の質量流量と速度はほぼ 0 まで減少しており、噴出の終了を示している (Fig. 4.12)。更に時間が進むと、噴出口から深さ約 10 m までにおける液相の質量流量と速度は負を示している (Fig. 4.13)。噴出口付近の温度は急速に低下しており、同時に同深度での気相飽和度がほぼ 1 に増加していることから、浅部では大気からの CO_2 や水の逆流が生じていると考えられる。一方で、深さ約 2 m よりも深部では液相の質量流量の値が浅部に比べて小さく、また温度はほぼ沸点のまま

低下していないため (Fig. 4.13), 噴出口まで到達できなかった熱水が重力に従って逆流していると考えられる。

なお, 基準モデルにおいて供給熱水の CO_2 質量分率を上昇させた条件でもシミュレーションを行い, 噴出時に帯水層内で発泡することで過剰供給が生じるかどうかを検証した。しかし, 噴出中に帯水層内で気泡が発生すると, 液相の相対浸透率が低下するため, 帯水層から管内への液相流量が著しく低下した。その結果, 帯水層内の流速と管内の流速との差が極端に大きくなり, 計算が不安定になった。今回は幅広い条件で検証できず, 得られた結果の範囲内では, しかば間歇泉で観測されたような管内への過剰供給は再現できなかった。

4.4.5.2 検証モデルによる感度係数の概要

4.4.4.3 節で記述した各入力変数を変化させた場合の出力変数の応答を Fig 4.14 にヒストグラムで示した。バーの長さは各検証モデルで入力した大小 2 つの入力変数に対して計算された感度係数の平均値を示しており, エラーバーはそれぞれの感度係数の値の範囲を示す。静止水頭, 浸透率, 管の半径, 液相における CO_2 の質量分率, 大気圧, そして温度の変化に対するモデルの感度の傾向は, 以下のようにまとめられる。静止水頭と浸透率の変化に対する感度係数の値の傾向は類似しており, 特に周期の感度が相対的に高いが, 噴出量の感度は小さい。管の半径における感度係数は全ての出力変数について正の値を示しており, 同程度の値である。一方で, CO_2 における感度係数は全ての出力変数について正の値を示すが, その値は極めて小さい。大気圧における感度係数は全ての出力変数について負の値を示しており, 液相流量よりも気相流量の感度の方が高い。温度における感度係数は全ての出力変数に対して正の値を示しており, 大気圧と同様に液相流量よりも気相流量の感度の方が高い。ただし, 入力変数に対する出力変数の応答は線形でない可能性もあり, 本結果で得られたモデルの感度は間歇泉の一般的な性質を反映するとは限らないことに留意する。

4.4.5.3 帯水層の静止水頭を変化させた場合

帯水層の静止水頭を変化させた場合の検証モデルの結果を整理する。静止水頭が高くなると, 1 噴出サイクルあたりの総噴出量が低下するが, 最大質量流量には系統的な変化が見られない (Fig. 4.15a)。また, 総噴出量と IBE との間には正の相関が見られ, 静止水頭が大きいほど IBE は小さくなる (Fig. 4.15b)。静止水頭を GL + 1, 3, 5 m と変化させた場合それぞれについて, 深さ 15 m における液相の質量流量を 5000–6000 秒の範囲で比較した (Fig. 4.15c)。Fig. 4.15c を見

ると、静止水頭が高いほど平均的な流量が高く、水位回復期間と湧出期間が短くなることがわかる。すなわち、静止水頭を変化させた場合、IBE は水位回復期間と湧出期間の変化に、液相の総噴出量は湧出期間の変化に支配されていると考えられる。

4.4.5.4 帯水層の浸透率を変化させた場合

帯水層の浸透率を変化させた場合の出力変数の変化の傾向は、静止水頭を変化させた場合と類似している (Fig. 4.16)。浸透率を大きくするほど液相の総噴出量と IBO は上昇し (Fig. 4.16b)、液相の最大流量は明瞭な変化を示さない (Fig. 4.16a)。浸透率を 4×10^{-13} , 5×10^{-13} , $6 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ と変化させた場合について、深さ 15 m における液相の質量流量を比較すると (Fig. 4.16c)、浸透率が高いほど平均的な流量が大きく、水位回復期間と湧出期間が短くなることがわかる。すなわち、静止水頭を変化させた場合と同様に、IBE の変化は水位回復期間と湧出期間の変化に、総噴出量の変化は湧出期間の変化に支配されていると考えられる。

4.4.5.5 管の半径を変化させた場合

管の半径を大きくした場合、総噴出量、最大流量、そして IBE が大きくなり、総流量に対して最大流量と IBE は明瞭な正の相関を示す (Fig. 4.17a, b)。管の半径を 0.05, 0.075, 0.1 m と変化させた場合について、深さ 15 m における液相速度を比較すると (Fig. 4.17c)、管半径が大きくなるほど平均的な速度が小さくなり、水位回復期間と湧出期間が長くなることがわかる。また、管半径が大きいほど管内の摩擦損失が小さくなることによって液相の最大流量が大きくなると考えられる。すなわち、管半径が変化する場合、IBE は水位回復期間と湧出期間の変化に、総噴出量は湧出期間と噴出期間の流量変化に支配される。

4.4.5.6 液相中における CO_2 の質量分率を変化させた場合

液相中の CO_2 の質量分率を大きくすると、液相の総噴出量と IBE の値は大きくなり (Fig. 4.18b)、液相の最大流量はほとんど変化しないことがわかる (Fig. 4.18a)。また、 CO_2 の質量分率を 1.8×10^{-4} から 2.2×10^{-4} の範囲で変化させた限りでは、総流量や IBE の変化は僅かである。噴出サイクルにおいて発泡深度が最大になる時の気相飽和度と温度の深さ分布を、 CO_2 の質量分率が 1.8×10^{-4} および 2.2×10^{-4} の場合について Fig. 4.18c に示した。Fig. 4.18c を見ると、 CO_2 の質量分率が大きいほど発泡深度が深くなることがわかる。一方で、噴出口付近

での気相飽和度や温度の違いはほとんど見られない。すなわち、 CO_2 が増加すると発泡深度が深くなることで僅かに噴出量が増加し、伴って IBE が延長していると考えられる。

4.4.5.7 気圧を変化させた場合

気圧が増加すると、各相の総噴出量、最大質量流量、そして IBE がの値が小さくなる (Fig. 4.19a–d)。気圧が 1.005×10^5 , 1.020×10^5 Pa の場合について、発泡深度が最大になるときの気相飽和度と温度の深さ分布を Fig. 4.19e に示した。気圧が高いほど管内の熱水に荷重がかかり飽和温度が大きくなるため、沸騰深度は浅くなることがわかる。また、発泡深度から噴出口までの領域で気圧が大きいほど熱水温度が高い。すなわち、気圧が高い場合、飽和温度が高くなり沸騰が抑制されることで噴出の爆発性が小さくなるため、噴出量が減少するとともに IBE が短縮すると考えられる。

4.4.5.8 熱水温度を変化させた場合

供給する熱水の温度を上昇させると、各相の総噴出量、最大質量流量、そして IBE の値は大きくなる (Fig. 4.20a–d)。温度が 104.7°C , 105.3°C の場合について、噴出サイクルにおいて発泡深度が最大になる時の気相飽和度と温度の深さ分布を見ると (Fig. 4.20e)、熱水温度が高いほど発泡深度が深くなり、気相飽和度が大きくなることがわかる。すなわち、気圧を変化させた場合と同様に、供給する熱水温度が高いと、より発泡が促進されることで噴出の爆発性が大きくなるため、噴出量が増加するとともに IBE が延長すると考えられる。

4.4.5.9 計算グリッド間隔の影響

本研究で使用したパラメータ設定において、鉛直方向のグリッドサイズは 0.5 m に設定されている (Fig. 4.1a)。T2Well は支配方程式を有限差分法によって離散化して計算するため、グリッドサイズの値によって方程式の近似による誤差が変化すると予想される。そこで、基準モデルにおける鉛直方向のグリッドサイズを 0.1 m から 1.0 m まで 0.1 m 刻みで増加させ、基準モデルの条件で計算した結果をそれぞれ比較し、振る舞いの変化や誤差の傾向を検証した。

シミュレーションの結果、グリッドサイズが 0.1–0.4 m の時は計算途中で収束条件を満たさなくなった。また、0.9–1.0 m の時は間欠的な振る舞いが再現されなかった。有限差分法において、変数はグリッド内で一定値として扱われる。グリッドサイズを一定以上大きくすると、近似が大きくなり噴出後に大気からの

逆流が起こるなどの複雑なプロセスを計算できなくなるためと考えられる。間欠的振る舞いが再現されたグリッドサイズが 0.5–0.8 m の範囲では、グリッドサイズが小さい順に、平均 IBE は 278 秒，246 秒，305 秒，そして 269 秒，IBE の標準偏差は 3.87 秒，2.97 秒，6.78 秒，そして 5.43 秒となり，グリッドサイズの変化に対して系統的な違いは見られなかった。本研究では計算領域の設定において，グリッドの中心座標が 0–4.5 m の範囲に含まれる領域を帯水層として割り当てており，0.5–0.8 m の各グリッドサイズに対して設定した帯水層の厚さはそれぞれ 0.45 m，0.48 m，0.42 m，0.48 m となった。また，グリッドサイズが異なる場合，“グリッドサイズ×整数倍”で設定する管領域の長さはそれぞれわずかに異なる。すなわち，グリッドサイズごとに帯水層の厚さと管の長さがそれぞれ異なるため，熱水の供給率が変化したことで IBE の値に違いが生じたと考えられる。

4.4.5.10 出力変数にばらつきが生じる要因の検証

シミュレーションによって得られた各噴出サイクルにおける噴出量や周期などの出力値は，一定ではなくばらつきを持っている。ばらつきが生じる要因は前節で述べたグリッドサイズやニュートンラフソン法の許容誤差，タイムステップサイズ，方程式の非線形性などが挙げられる。また，TOUGH2 および T2well は支配方程式を 1 次精度で離散化するため，打ち切り誤差の影響も根本的に含まれている。本節では，シミュレーションの条件設定によって生じ得る影響を評価するために，基準モデルにおける出力変数のばらつきについてニュートンラフソン法の許容誤差とタイムステップサイズへの依存性を調べる。

基準モデルでは収束判定に用いられる相対誤差とし 1×10^{-8} を与えている。また，T2well および TOUGH2 はタイムステップごとに解の収束状況に応じてステップサイズを変化させる。使用者は最大のステップサイズを指定することができ，基準モデルでは 10^5 秒を与えている。そこで，相対誤差を 5×10^{-8} ， 1×10^{-8} ， 5×10^{-9} ，最大のタイムステップサイズを 10^{-1} ， 10^0 ， 10^1 ， 10^2 と変化させ，計算される各噴出サイクルにおける液相の最大流量の標準偏差を比較した。

計算の結果，相対誤差を 5×10^{-8} ， 1×10^{-8} ， 5×10^{-9} と変化させた場合，液相の最大流量の標準偏差はそれぞれ 0.98，1.10，0.94 kg/s と求められ，系統的变化は見られなかった。なお，相対誤差をさらに小さくすると収束しない場合が多くなる。最大のタイムステップサイズを 10^{-1} ， 10^0 ， 10^1 ， 10^2 と変化させた場合，標準偏差はそれぞれ 0.25，0.83，1.05，1.07 と求められ，単調に増加する傾向が見られた。また，同様に最大のタイムステップを 10^3 – 10^5 まで増加させた場合も計算してみたが，得られる標準偏差の値は変化しなかった。なお，基準モデル

における各タイムステップのステップサイズを確認すると、特に湧出期間で最大 10^1 秒のオーダーまで大きくなり、水位回復期間や噴出期間で小さくなることがわかった。以上から、本研究のシミュレーションにおいて出力変数に生じるばらつきは、主に最大のタイムステップサイズの設定に起因する可能性がある。有限差分法では空間方向と同様に時間方向にも、本来連続的に変化するはずの変数の値をステップサイズ内では一定値として扱うため、ステップサイズが大きくなるほど誤差の影響を受けると考えられる。

4.4.6 議論

4.4.6.1 シミュレーション結果と実際の観測事実との比較

本研究における帯水層と管路内を組み合わせた気液二相流シミュレーションによって、熱水の発泡に駆動される間欠的な噴出を再現できた (Fig. 4.2)。また、再現された噴出サイクルは上昇経路内を液相の水が静かに上昇する水位回復期間、沸点以下の液相の水が穏やかに流出する湧出期間、そして急激に液相と気相を噴出する噴出期間からなり、噴出期間では最初に液相の噴出が卓越し、後半に気相が卓越する (Fig. 4.4, Fig. 4.5)。これらは、しかべ間歇泉を含む多くの間歇泉で典型的に見られる噴出サイクルの特徴と一致する (Kieffer, 1984; 福富, 1942a, 1942b, 1942c; Ingebritsen et al., 2006; Nishimura et al., 2006; Tsuge et al., 2023)。特に上昇経路内における、水位回復期間、湧出期間、そして噴出期間の圧力変化の傾向は、しかべ間歇泉における管内の圧力観測結果とよく整合する (Fig. 2.8a, Fig. 4.5c)。いくつかの間歇泉では噴出前に preplay と呼ばれる、気泡の上昇に伴う熱水の飛沫が見られ、上昇経路から質量を除去し圧力を下げることによって減圧沸騰を駆動する役割を持つと考えられているが (e.g., Kieffer, 1989; Karlstrom et al., 2013; Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a)、シミュレーションにおいても湧出期間に噴出口で徐々に気相飽和度の増加が見られ (Fig. 4.5d)、preplay に対応する振る舞いを再現できていると考えられる。噴出期間では質量流量の急速な上昇に伴う減圧と管内の気相飽和度の上昇が連鎖的に進行しており (Fig. 4.5a,c,d)、減圧沸騰による噴出プロセスとよく対応する (Kieffer, 1984)。

また、液相中に溶解する CO_2 が気相の飽和温度を低下させることによって、純水で想定されるよりも高圧下で発泡が生じるプロセスが再現された (Fig. 4.4, Fig. 4.7–13)。しかべ間歇泉や Old Faithful Geyser など、複数の間歇泉における観測事実から液相中の CO_2 や N_2 などの非凝縮性ガスが、気泡の形

成条件を変化させるという点で、噴出プロセスに影響を与えると示唆されており (Hurwitz et al., 2016; Kiryukhin, 2016; Ladd and Ryan, 2016; Tsuge et al., 2023), 本シミュレーション結果は上記の仮説を支持する. さらに, 液相中の CO_2 の濃度が高いほど, 発泡はより深部に伝播する (Fig. 4.18c). すなわち, 間歇泉の噴出プロセスはしばしば熱水の温度・圧力条件と純水の沸点との比較に基づいて議論されるが (Birch and Kennedy, 1972; Kieffer, 1984; Munoz-Saez et al., 2015a, 2015b), 厳密には CO_2 などの非凝縮性ガスの存在を考慮する必要があることを意味する. 一方で, 今回実施したシミュレーションの条件の範囲内では, CO_2 の発泡による体積膨張は小さく, 噴出の駆動は主に水蒸気の出発と膨張プロセスが支配的であるため, CO_2 は噴出率など噴出の強度にはほとんど影響を与えないと考えられる (Fig. 4.6, Fig. 4.18).

ここで, 水蒸気の出発と膨張による噴出が想定される間歇泉において, CO_2 ガスが支配的に噴出を駆動し得るかどうかを検証する. 計算領域は基準モデルと同じとし, 供給温度を $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, 液相の CO_2 質量分率を 1.0×10^{-4} , 5.0×10^{-4} , 1.0×10^{-3} と与えて 10^6 秒のシミュレーションを行なった. シミュレーションの結果, 与えた CO_2 質量分率の範囲では間欠的な振る舞いを再現できず, 気相と液相の定常的な湧出が確認された. それぞれの条件で得られた気相飽和度と温度の空間分布を Fig. 4.21 に示す. 青実線, 橙実線, 黄実線はそれぞれ CO_2 の質量分率が 1.0×10^{-4} , 5.0×10^{-4} , 1.0×10^{-3} に対応する. Fig. 4.21 を見ると, CO_2 の質量分率が高いほど発泡深度が深くなり, 気相が発生している領域の温度が低下する傾向が見られる. 気相飽和度の最大値は約 0.14 で, 基準モデルのそれに比べて著しく小さい. また, CO_2 の質量分率が 1.0×10^{-4} と 5.0×10^{-4} の時を比べると発泡深度が深いほど気相飽和度の最大値が大きくなるが, 1.0×10^{-3} の時は 5.0×10^{-4} の場合よりも小さい. これは, 帯水層内でも広範囲で気相が生じることで帯水層からの熱水供給率が減少し, 管内の流速が低下することに伴う管外への放熱の効果が大きくなり, 管上部での熱水温度が低下するために気相の発生量が減少したと考えられる. 以上の結果から, 本研究で設定したシミュレーション条件では, CO_2 の濃度が高い場合でも CO_2 の発泡が支配的になる間欠噴出は再現されないことがわかった. 間欠噴出を生じるためには高い噴出率が生じることで十分水位が下がる必要があるが, CO_2 の発泡に伴う気相飽和度の上昇は水の気化による気相飽和度の上昇に比べて著しく小さいため, 噴出率が上昇しない. また, CO_2 の濃度を上昇させると, 発泡深度が深くなり帯水層内でも気泡が生じて流量が低下するため, やはり噴出率は高くない. Cai et al. (2021) は T2Well/ECO2N を用いて ZK10 の間欠噴出を再現したが, 計算で用いた管の長さは 212 m であり,

噴出における最大の発泡深度は約 44 m に達する．それでも噴出における気相飽和度の最大値は 0.5 程度であり，本解析における基準モデルで得られた気相飽和度の値よりも小さい．また，Lu et al. (2006) も同様に管路内の気液二相流モデルに基づいて，CO₂ 駆動で噴出する低温の地熱井（約 87 °C）の観測事実をシミュレーションによって再現したが，計算から得られた最大の発泡深度は約 65 m に達する．すなわち，高温水を有する間歇泉で CO₂ の駆動による間欠噴出を再現するためには，十分に長い管を設定する必要があると考えられる．

帯水層の条件や上昇経路の形状，また大気条件を変化させた時，モデルは噴出プロセスや噴出周期において様々な応答を示し，与えたパラメータの範囲内では特に気圧と温度に対して感度が高いことがわかった (Fig. 4.14–20)．静止水頭と浸透率の変化は主に帯水層から管内への熱水供給率に影響し，両者の値が大きいほど噴出周期は短くなり，反対に両者の値が小さいほど噴出周期は長くなる傾向を示す (Fig. 4.15b, Fig. 4.16b)．この結果は，第 3 章において周期の数理モデルおよび観測事実から予測された振る舞いと一致する (Fig. 3.22, Fig. 3.26, Fig. 3.28)．Old Faithful Geyser や Velikan Geyser, Bol'shoy Geyser においても帯水層圧力の増加が噴出周期の短縮を引き起こすと指摘されている (Hurwitz et al., 2008; Kiryukhin, 2016)．また，TOUGH2 を用いたシミュレーションの観点からも，同様の振る舞いが示唆されている (Saptadji et al., 2016)．大気圧の変化は管内の圧力および熱水の飽和温度に影響することで，熱水供給率および噴出率を変化させることがわかった (Fig. 4.19)．また，気圧が高いほど噴出周期は短縮し，反対に気圧が低いほど噴出周期が延長する傾向は，しかべ間歇泉における観測事実と一致する (Fig. 3.18, Fig. 3.19)．加えて，気圧の増加は管内の熱水に荷重を与えることで熱水供給率を低下させるが，飽和温度の上昇によって沸騰を抑制し噴出量を減少させる効果が大きくなることで，むしろ噴出周期を短縮させるというメカニズムを提案できる．これは，しかべ間歇泉における気圧変動に対して水位回復期間および噴出期間が負の相関を示し，湧出期間が正の相関を示した事実から得られた仮説を支持する．Saptadji et al. (2016) は TOUGH2 を用いたシミュレーションによって気圧変動と噴出周期が負の相関を持つことを示したが，具体的な物理メカニズムは議論していない．しかべ間歇泉以外の間歇泉では現状，気圧変化に対する噴出周期の応答はほとんど確認されていないが (White and Marler, 1972; Rojstaczer et al., 2003; Hurwitz et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a)，上記のプロセスが多くの間歇泉で普遍的に生じている可能性はある．最大でも数 10 hPa 程度の気圧変動に対する噴出周期の変動幅は，帯水層圧力や浸透率の変化がもたらす長期的な周期変動の振幅に比べて小さくなると予想される．

したがって、数秒程度の時間変化を検出できる時間精度で噴出周期のモニタリングを行えば、他の間歇泉でもしかば間歇泉と同様に気圧変動に対する噴出周期の応答が確認されるかもしれない。

4.4.6.2 間欠噴出のメカニズム

シミュレーションによって得られた各物理パラメータの時空間変化の特徴に基づいて、上昇駆動型減圧沸騰モデルの間歇泉における噴出プロセスの物理モデルを提案する。噴出の進展と停止は、浅部の温度勾配が高い領域における self-enhancing process と、深部の温度勾配が低い領域における self-limiting process が支配すると考えられる。

湧出期間から湧出開始までの変化を見ると、噴出口付近ではほぼ熱水温度が飽和温度に達した段階で噴出が始まる (Fig. 4.8 の Flo.Liq と Vel.Liq)。湧出期間においても深さ約 6 m まで気泡が発生しているが、気相中は CO_2 の割合が大きく気相飽和度が小さいため、噴出に至るほどの体積膨張が生じない (Fig. 4.7 の SG)。しかしながら、一旦噴出が始まると、管浅部は温度勾配が高いため、減圧に伴う気相飽和度の上昇率が増大する (Fig. 4.8, Fig. 4.9 の SG)。さらに、浅部では気相飽和度の上昇に伴って加速した流体が、噴出口に到達するまでの距離が短いために、重力項による減速の寄与が小さい。以上のプロセスで噴出率が上昇することで減圧を促進し、さらに気相が発生するという正のフィードバックが生じる (self-enhancing process)。噴出が進展し、発泡深度が低下して温度勾配が低い領域に到達すると、気相の発生率は水位が低下することによる管内の減圧率にほぼ依存するようになる (Fig. 4.10–Fig. 4.13 の SG)。また、減圧に伴って発泡深度付近では気相飽和度の時間上昇率が高いが、浅部ほど小さくなる (Fig. 4.10–Fig. 4.12 の SG)。すなわち、発泡深度付近では流体が加速され流量が上昇するが、浅部では気泡の発生による体積増加が起これないためほとんど加速しなくなる。さらに、発泡深度が深くなるほど、発泡により加速した流体が噴出口へ到達する前の距離が長くなるため、受ける重力による減速の寄与が大きくなって噴出量は徐々に低下する (Fig. 4.10–Fig. 4.12 の Flo.Liq と Vel.liq)。噴出量が低下すると減圧が緩和するため、気泡の発生が抑制されるという負のフィードバックが生じる (self-limiting process)。最終的に噴出率が負になれば噴出が停止する (Fig. 4.12 の Flo.liq と Vel.liq)。管内部で引き続き発泡が生じたとしても、加速された流体は噴出口に到達できず管内を下降する (Fig. 4.13)。最終的に、管浅部は水蒸気が噴出口から流入した大気で満たされることになる。

これまで、特に熱水型の間歇泉において、噴出のトリガーについては多

く議論されてきたが (Kieffer, 1984; 福富, 1942b, 1942c; Belousov et al., 2013; Adelstein et al., 2014; Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015a; Eibl et al., 2021), 噴出停止の物理メカニズムはほとんど議論されていない. バブルトラップから排出される気泡自体が噴出を駆動している場合は, バブルトラップ内の水蒸気が完全に排出されるか, 水蒸気の圧力が上昇経路内の水圧を下回った時点で気泡が放出されなくなり, 噴出が停止すると考えることができる (Belousov et al., 2013; Adelstein et al., 2014; Eibl et al., 2021). しかし, バブルトラップから排出される水蒸気が上昇経路内に熱を放出することで, 上昇経路内の熱水自身が沸騰し噴出する場合の停止メカニズムはよくわかっていない. Munoz-Saez et al. (2015a) はバブルトラップから上昇経路への気泡の排出が停止すると, 高温の水蒸気の潜熱によって上昇経路内の水を加熱できなくなるため, 噴出が継続しなくなると提案したが, 具体的な観測事実や定量的な熱力学的検討に基づいているわけではない. 上昇駆動型減圧沸騰モデルについては, 福富 (1942a), (1942b), (1942c) が伊豆にある温泉の観測結果に基づいて噴出停止メカニズムを提案している. 福富 (1942a) は定常的に沸騰噴出する定常沸騰泉と, そのままでは噴出しないがエアリフトによって自噴を誘発することで沸騰噴出するようになる準沸騰泉の違いが, 静止水頭が地表面を超えているかどうかで起因するというモデルを構築した. 福富 (1942b), (1942c) は上記のモデルに基づいて, 間歇泉の熱水供給系には上昇経路と静止水頭が変化しない貯留層の間に一定の体積を持つ準貯留層が存在すると仮定した. 初めは準貯留層の静止水頭が地表面よりも高いためその間歇泉は定常沸騰泉の条件を満たし自発的に噴出するが, 噴出が継続すると上昇経路内への供給率が上昇するため, 準貯留層の静止水頭が地表面よりも下回ることによって準沸騰泉の振る舞いに変化し, 噴出が停止するというモデルを提案した (福富, 1942b, 1942c). しかし, 本研究で提案する噴出停止のメカニズムは, 福富 (1942b), (1942c) のような特殊な貯留層の存在を必要とせず, より現実的で単純な状況下において発生し得ると考えられる.

4.4.6.3 間欠噴出の発生条件

4.4.6.2 節では噴出の進展と停止の物理メカニズムとして, 浅部の高い温度勾配を持つ領域において減圧発泡が促進される self-enhancing process と, 深部の温度勾配の低い領域において発泡が抑制される self-limiting process を提案した. これらのプロセスでは, 管内における急速な気相飽和度の上昇によって噴出量が増加し, 水位が十分に低下することが重要である. すなわち, 熱水の温度と管内への供給速度が両者のプロセスに影響を与えるとともに, 噴出周期だけでなく間

欠噴出の発生条件を支配するパラメータであると考えられる。ここで、Fig. 4.22 に基準モデルから熱水温度を低下させた場合と、静止水頭および浸透率を低下させた場合の計算結果として、気相飽和度および温度の深さ分布と噴出口の液相流量を示した。熱水温度が低い場合は、気相飽和度の最大値が約 0.36 と基準モデルよりも小さく、定常湧出になっている (Fig. 4.22a, b)。また、静止水頭および浸透率を低下させた場合、管内温度が低く維持され、ほとんど発泡が生じていない (Fig. 4.22c, d)。すなわち、熱水温度が限界値よりも低い場合、気相飽和度が大きくならないため噴出率が上昇せず、熱水の供給速度が小さい場合は管内の上昇速度が小さくなるため管外への放熱効率が高くなり、熱水温度が低下することで沸騰が進展しなくなると考えられる。反対に、熱水温度および供給率が著しく大きい場合も定常沸騰泉や蒸気井のように振る舞うことが予想されるが、T2Well では取り扱える温度条件に制限があるとともに、速度を過剰に大きくすると計算が不安定になるため、具体的な検証は実施できなかった。

Cai et al. (2021) は CO₂-driven cold-water geyser について管内の流体速度に着目して間欠的な振る舞いの発生条件を検討した。その結果、流体速度が上限値を超える場合、管外への放熱効率が下がり流体温度が高いまま上昇するため、気相飽和度が上昇するとともに管内の圧力が下がることで噴出状態が維持され、反対に流体速度が下限値を下回る場合、管外への放熱効率が大きくなり流体温度が下がるため、気相飽和度が小さく管内が高圧のまま維持されることが示唆された (Cai et al., 2021)。また、フラスコとチューブを用いた室内実験からも熱水放出形態の遷移条件について議論されている。Brandenbourger et al. (2019) はチューブの半径が小さく、供給熱量が高い場合は噴気状態、チューブ半径が大きく加熱量が小さい場合は温泉や沸騰泉、それらの中間が間歇泉になると提案した。また、様々な半径と長さを持つチューブを用いた実験結果からは、チューブの半径と長さがそれぞれ大きい場合に間欠的になり、それぞれの値が小さいほど沸騰泉や噴気に変化することが示唆された (Namiki et al., 2016)。この結果は、加熱量に対する放熱効率が小さく、かつ流体の上昇速度が速いほど凝縮せずに噴気として放出され、放熱効率が大きく上昇速度が遅いほど凝縮が進むため沸騰泉状態になり、さらに液相の逆流が起これば間欠噴出になると解釈された (Namiki et al., 2016)。

本研究では様々な条件を与えた網羅的な調査は実施できていないが、熱水温度あるいは供給率が低い場合は間欠噴出にならずに定常湧出になることをシミュレーションで再現できた。利用できる状態方程式の温度制限や数値の不安定性などの問題を解決できれば、より広い範囲のパラメータを用いて計算を行うことで、より一般的な間欠噴出発生が存在領域を明らかにできるかもしれない。

4.4.6.4 高温領域において ECO2N を適用する妥当性

本研究で使用した T2Well/ECO2N は流体の状態方程式として ECO2N モジュールを使用している。ECO2N は、本来 CO_2 に富む流体の低温高圧条件下における状態を想定しているため、水の沸騰を厳密に取り扱うことには重点を置いていない。ECO2N では液相の水の状態量は蒸気表に基づいて計算されるため、沸騰現象を取り扱うことは可能であるが、気相における水の物性値は CO_2 で近似されている (Pruess and Spycher, 2007)。すなわち、本研究で扱っている 100°C 以上の温度領域において、ECO2N を用いて計算される気相飽和度や平均密度は、実際の水蒸気の物性値を用いた場合と異なる可能性がある。沸騰に伴う気相飽和度や平均密度の変化は噴出プロセスにおいて重要な役割を持つため、ECO2N を用いて計算した結果が本来の水蒸気の物性値を用いた結果と著しく異なる場合、シミュレーション結果の解釈を誤る原因になる。

そこで、ECO2N を用いて水の沸騰を取り扱う場合における、熱水の気相飽和度と平均密度への影響を TOUGH3 (Jung et al., 2017, 2018) を用いて単純な領域を仮定して調べた。TOUGH3 は TOUGH2 および TOUGH2-MP を拡張したものであり、ECO2N だけでなく、ECO2N を $\sim 300^\circ\text{C}$ の高温領域まで拡張した ECO2N V2.0 (Pan et al., 2017) が標準搭載されている。計算領域は水平方向に 10 m の多孔質媒質であり、一次元流れとする。領域を 0.2 m 間隔で分割し、左端のブロックには固定の圧力・温度条件として $(P_{out}, T_{out}, x\text{CO}_2) = (1.0 \times 10^5 \text{ Pa}, 98^\circ\text{C}, 1.0 \times 10^{-4})$ を与え、右端のブロックには $(P_{in}, T_{in}, x\text{CO}_2) = (2.0 \times 10^5 \text{ Pa}, 101\text{--}106^\circ\text{C}, 2.0 \times 10^{-4})$ を与えることで、右端から左端に向かって CO_2 を含む高温水が流れるようにした。また、岩石の特性として、左端のブロックには浸透率 $2.0 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ 、空隙率 0.9 を、それ以外のブロックには浸透率 $1.0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 、空隙率 0.5 を与えた。各温度条件について準定常状態を計算し、得られた気相飽和度および混合密度の空間分布を ECO2N と ECO2N V2.0 で比較した。シミュレーションの結果を Fig. 4.23 に示す。実線が ECO2N、破線が ECO2N V2.0 の結果で、供給熱水の温度が高いほど青色から黄色で示されている。Fig. 4.23 を見ると、ECO2N V2.0 の方が ECO2N よりも気相飽和度が高く、平均密度が小さく計算されているが、それぞれの差は比較的小さい。すなわち、本研究における T2Well の計算結果は気相飽和度を過小評価し、平均密度を過大評価していると推定される。しかし、その影響は間歇泉の噴出における一般的な物理プロセスを検証し、素過程について洞察を得るという点では無視できる程度であると考えられる。

4.5 高温領域における定常流に基づく検討

前節まで、T2Well を用いて数値実験を行うことで、しかべ間歇泉で観測された様々な物理プロセスについて重要な洞察が得られた。特に、液相中の CO_2 が飽和温度を下げる役割を持つ一方で、噴出の爆発性にはほとんど寄与しないことが示唆された。しかし、この結果は状態方程式モジュール ECO2N の適用可能温度の範囲内で得られたに過ぎず、しかべ間歇泉や他の間歇泉で想定される、より高温の熱水が関与する噴出プロセスでも同様に成立するかどうかは自明ではない。そこで、本節では T2Well/ECO2N を適用できない温度範囲において、噴出プロセスへの CO_2 の寄与を検証するために、一次元の定常気液二相流シミュレーションモデルを開発した。

4.5.1 支配方程式

T2Well ではドリフトフラックスモデルを用いて気相と液相の速度を個別に計算するが、本研究で開発するモデルは簡単のため気相と液相に速度差が無い均質流を仮定する。支配方程式は基本的に式 4.1, 4.2, 4.6 と同じであるが、均質流の仮定とともにいくつかの単純化を施している。支配方程式の導出と数値計算方法は、富士総合研究所 (1995), 山村 (2016), Thiagalingam et al. (2017), Yamamura et al. (2017), Tonkin et al. (2021) を参考にした。基礎方程式の質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式はそれぞれ以下になる。

$$\frac{\partial \rho_m u_m}{\partial z} = 0 \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial \rho_m u_m^2}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{2} K_f \rho_m |u_m| u_m - \rho_m g \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial \rho_m h_m u_m}{\partial z} = 0 \quad (4.20)$$

エネルギー方程式において、運動エネルギーと位置エネルギーは比エンタルピーに比べて無視できるほど小さいため省略した。また、管内の流れにおいて孔壁を通じた地層中との熱交換も同様に無視し、等エンタルピー変化を仮定した。 ρ_m は平均密度であり、以下のように表す。

$$\rho_m = (1 - S_G) \rho_L + S_G \rho_G \quad (4.21)$$

ρ_L および ρ_G は水と CO_2 による混合流体の液相と気相の密度である。本研究では液相中に溶解する CO_2 の質量分率は、しかべ間歇泉の観測事実から 10^{-3} – 10^{-4} 程

度の値を考慮する．従って，液相において CO_2 の割合は無視できるほど小さいため， CO_2 の密度は水の密度で近似する．また，気相の密度は水蒸気と CO_2 の密度の和で表す．

$$\rho_G = \rho_G^{H_2O} + \rho_G^{CO_2} \quad (4.22)$$

平均比エンタルピー h_m は気相の質量分率と，気相および液相の比エンタルピーを用いて以下のように表せる．

$$h_m = (1 - x)h_L + xh_G \quad (4.23)$$

なお，本研究では CO_2 の比エンタルピーを水のエンタルピーとして近似する．水の状態方程式は，IAPWS-IF97（日本機械学会，1999）を用いて計算する．また， CO_2 の気相の密度は理想気体の状態方程式を用いる．水と CO_2 の混合流体における飽和条件は，流体の全圧が水の飽和水蒸気圧と CO_2 の分圧の和に等しくなった場合で，以下のように表せる．

$$P_{total} = P_{H_2O}^{sat}(T) + P_{CO_2}(T, X_L^{CO_2}) \quad (4.24)$$

P_{CO_2} は CO_2 の分圧で，ヘンリーの法則に基づいて以下のように表せる．

$$P_{CO_2} = k_H x_{CO_2}^{mol} \quad (4.25)$$

$x_{CO_2}^{mol}$ は液相中における CO_2 のモル分率である． k_H はヘンリー定数であり，本研究では Carroll (1991) による以下の式を用いて計算する．

$$k_H = \exp \left(-6.8346 + 1.2817 \times \frac{10^4}{T} - 3.7668 \times \frac{10^6}{T^2} + 2.997 \times \frac{10^8}{T^3} \right) \quad (4.26)$$

水と CO_2 の混合流体における気相の質量分率は以下のように求められる（詳細な導出過程は Appendix に記した）．

$$x = \frac{x^{CO_2} x^{H_2O}}{x^{CO_2} + X_G^{CO_2} (x^{H_2O} - x^{CO_2})} \quad (4.27)$$

ここで、 $X_G^{CO_2}$ は気相中の CO_2 の質量分率である．また、 x^{CO_2} および x^{H_2O} はそれぞれ CO_2 と H_2O のクオリティであり、以下のように定義される．

$$x^{CO_2} = 0.5 \left[\frac{X_l^{CO_2}(1 + X_g^{CO_2}) - 2X_g^{CO_2}}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \right. \quad (4.28)$$

$$+ \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2}) X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{(X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}) X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \left. \right]$$

$$- 0.5 \left\{ \left[\frac{X_l^{CO_2}(1 + X_g^{CO_2}) - 2X_g^{CO_2}}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \right. \right.$$

$$+ \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2}) X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{(X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}) X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \left. \right]^2$$

$$- 4 \frac{X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \left(1 - \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2})}{X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \right) \left. \right\}^{0.5}$$

$$x^{H_2O} = \frac{x^{CO_2} X_l^{CO_2} (1 - X_g^{CO_2})}{x^{CO_2} X_l^{CO_2} (1 - X_g^{CO_2}) + X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2}) (1 - x^{CO_2})} \quad (4.29)$$

また、式 4.22 と式 4.23 を解くためには、 x と S_G の関係式が必要になる．本研究では、気液二相流の均質流シミュレーションで広く用いられている以下の経験式を用いる (Smith, 1969)．

$$S_G = \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \phi \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + \frac{\rho_g}{\rho_l} (1 - \phi) \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \sqrt{\frac{\frac{\rho_l}{\rho_g} + \phi \left(\frac{1}{x} - 1 \right)}{1 + \phi \left(\frac{1}{x} - 1 \right)}} \right\}^{-1} \quad (4.30)$$

ここで、 ϕ は通常 0.4 が推奨されている．熱水の供給率は、ダルシーの法則に基づいて供給域の圧力 P と帯水層圧力 P_∞ の差を用いて計算する．

$$u_{in} = \frac{2\pi kW}{A\mu_L \log \frac{L}{r}} (P_\infty - P) \quad (4.31)$$

ここで、 W と L はそれぞれ帯水層の厚さと長さである．次に、管摩擦損失の項における K_f は次のように表される (山村, 2016; Yamamura et al., 2017)．

$$K_f = \frac{\lambda}{D} \quad (4.32)$$

ここで、 D は管の直径、 λ は管摩擦係数である。 λ はカルマンの式から以下のように表される (中山, 2011)。

$$\lambda = \frac{1}{\left(1.14 + 2 \log \frac{D}{\epsilon}\right)^2} \quad (4.33)$$

ϵ は管壁の絶対粗度である。上記の方程式を、有限差分法を用いて一次精度で離散化する。管の下端では孔底圧力に従って式 4.31 を用いて流速を与え、下端から上端に向かって各グリッドで支配方程式を計算する。上端では圧力一定の境界条件を与え、境界条件を満たさない場合は下端の圧力を修正して同様の計算を行い、境界条件を満たすまで反復する。

4.5.2 計算条件

計算領域は長さ 50 m、半径 0.075 m の垂直管とし、0.1 m 間隔で離散化する。管の最深部から熱水が供給され、管内を上昇する過程で減圧して沸点に達した時点で発泡し、気液二相流として流動する状況を想定する。式 4.31 を用いて下端の流入速度を計算する上で、帯水層の形状や浸透率などのパラメータを与える必要がある。本解析では、帯水層の長さ L を 50 m、幅 W を 5 m、浸透率 k を $5.0 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ と与えた。また、管上端の境界条件は大気圧として $P_a = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ を用いた。本解析では、Case 1 として液相中の CO_2 のモル分率を 1.0×10^{-4} 一定とし、供給熱水の温度を 105 °C から 110 °C まで 1 °C 間隔で変化させた場合と、Case 2 として供給熱水の温度を 110 °C 一定とし、液相中の CO_2 のモル分率を 1.0×10^{-4} から 2.0×10^{-4} まで 0.4×10^{-4} 間隔で変化させた場合の 2 つの検証を行う。

4.5.3 計算結果と議論

4.5.3.1 供給温度を変化させた場合

Case 1 の結果を Fig. 4.24 に示す。Fig. 4.24 において、左から順に圧力、温度、気相飽和度、気相中の H_2O の質量分率、そして平均速度の空間分布を示している。実線の色が明るいほど温度が高いことを示す。計算結果の一般的な特徴として、熱水が上昇とともに減圧してある時点で発泡し、気相飽和度の増加に伴って平均速度が増加する。また、気液二相領域では熱水は潜熱を放出するため浅部にかけて温度が低下し、噴出口ではほぼ大気圧の沸点を示す。気相中の H_2O の質量分率は気相体積分率が大きいほど 1 に近づく。熱水温度を変化させたそれぞれの結果を比較すると、温度が高いほどより深部で発泡が始まり、噴出口における平

均速度が大きくなる．また，発泡深度付近における気相中の H_2O の質量分率も温度が高いほど高くなる傾向がある．

4.5.3.2 液相中の CO_2 の質量分率を変化させた場合

Case 2 の結果を Fig. 4.25 に示す．プロットしている変数の順番は Fig. 4.25 と同様で，実線の色が明るいほど液相中の CO_2 質量分率が高いことを示す．Fig. 4.25 を見ると，温度を変化させた場合と同様に， CO_2 の質量分率が高いほど発泡深度が深くなるとともに噴出口での平均速度が上昇するが，その上昇率は供給温度を上昇させた場合よりも小さい．また，気相飽和度が高くなるほど気相中の H_2O 質量分率はほぼ 1 に近づくが，液相中の CO_2 質量分率が高いほど，発泡深度における気相中の H_2O の質量分率は低くなる．供給温度を上昇させた場合に比べて，気相飽和度の深さ方向の上昇率が低く，圧力の低下量が低いことがわかる．また，液相中の CO_2 濃度が高いほど噴出口における温度が低くなっており， CO_2 分圧が大きくなると同じ圧力条件において飽和条件を満たす飽和水蒸気圧が小さくなるためと考えられる．

4.5.3.3 高温領域における噴出プロセスへの CO_2 の寄与

以上の結果から，供給温度が $110\text{ }^\circ\text{C}$ 以上の高温条件であっても，気相飽和度の高い領域において気相中は水蒸気が支配的であった．また，熱水温度が高いほど気相中の水蒸気の割合は大きくなる傾向を示した．つまり，熱水温度が少なくとも $100\text{ }^\circ\text{C}$ を超える場合は，気相に対して CO_2 の分圧よりも水の飽和蒸気圧の方が著しく大きくなる．以上から， CO_2 はより高圧条件での発泡を促進する一方で，噴出の爆発性にほとんど寄与しないと結論づけられる．

ただし，今回のシミュレーションは定常流であり，かつ均質流を仮定している．実際の間歇泉現象は当然非定常であり，気相飽和度や流量に応じて気液の相對運動は変化するため，本計算で得られたパラメータの振る舞いは直接的に現象を反映するわけではない．今後，T2Well を拡張し高温領域にも適用することで (e.g., Vasini et al., 2018; Doran et al., 2021)，しかば間歇泉や他の間歇泉のような状況を想定したシミュレーションが行えるだろう．また，T2Well および本モデルのシミュレーションは，気泡の発生に関して平衡条件を過程しており，不均質核形成や非平衡のプロセスは考慮していない．実際には間歇泉の上昇経路の壁面は粗く，また熱水中には不純物が含まれるため，気泡形成のサイトが多く存在する．つまり，シミュレーションや理論計算で予想されるよりも気泡が発生しやすいと言える．また，気泡が形成した後は気泡周囲の温度・圧力条件，そして CO_2 濃度が

変化することで、気泡と熱水との間で熱や質量、そして運動量の交換が生じ、気泡半径は複雑に変化すると予想される (e.g., Brennen, 1995). 例えば、噴出の爆発性が熱水温度の不均質性に影響される例 (Toramaru and Maeda, 2013) や、噴出の連続回数が不規則に変化する例 (Eibl et al., 2020, 2021) も報告されており、より複雑な気泡形成プロセスが噴出形態の多様性に関与していることが示唆される.

4.6 第4章のまとめ

- 帯水層および管路内の気液二相流シミュレーターである T2Well/ECO2N を用いて、単純な上昇経路を持つ間歇泉を対象に噴出プロセスの数値実験を実施した。
- T2Well/ECO2N は管路内の気液二相流について、ドリフトフラックスモデルを用いることで気液の相対運動を計算できる。気液の相対運動を考慮することは、間歇泉現象のような流動様式が急速に変化する非定常の噴出プロセスをモデル化する上で重要である。
- シミュレーションによって、特定の境界条件の組み合わせの場合に水と CO₂ の減圧沸騰による間欠的な噴出を再現した。さらに、再現された噴出サイクルの典型的な特徴は、しかべ間歇泉や他の多くの間歇泉で見られる特徴とよく対応する。
- 噴出サイクルにおける気相中の水蒸気と CO₂ の質量分率の時空間発展を調べた結果、CO₂ は発泡深度を下げる役割を持つ一方で噴出の爆発性にはほとんど寄与しないことを明らかにした。
- T2Well が適用できない 110 °C 以上の高温領域における、CO₂ の噴出への寄与を調べるために、定常の気液二相流シミュレーションモデルを構築した。その結果、高温領域でも CO₂ は噴出の爆発性に寄与しないことを示した。
- 帯水層条件や管の形状および大気条件を変化させ、噴出周期や噴出量などの変化を調査した。静止水頭や浸透率の上昇は帯水層からの供給率を上昇させるため、噴出周期は短縮する。また、気圧の上昇は沸騰を抑制することで噴出量を減少させるため、結果として噴出周期は短縮する。これらの結果はしかべ間歇泉における観測事実に基づく周期変化のメカニズムとよく整合する。
- シミュレーションで得られた各パラメータの時空間変化に基づいて、噴出の進展と停止を支配する物理モデルを提案した。噴出は浅部の温度勾配が高い領域において発泡が促進される self-enhancing process と、深部の温度勾配が低い領域において発泡が抑制される self-limiting process が重要であると考えられる。

Table. 4.1: 支配方程式の変数.

Parameter	Description	Unit
A	wellbore cross-sectional area	m^2
C_R	specific heat of the rock	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
C_0	profile parameter	—
F	mass or heat flux	$(\text{kg}, \text{J}) \text{ s}^{-1}\text{m}^{-2}$
f	Fanning friction coefficient	—
g	gravitational acceleration	m s^{-2}
h	specific enthalpy	J kg^{-1}
j	volumetric flux	m s^{-1}
k	absolute permeability	m^2
k_r	relative permeability	—
K	smooth function of drift velocity	—
n	normal vector on surface	—
P	pressure	Pa
q	sinks and sources	$(\text{kg}, \text{J}) \text{ s}^{-1}$
q''	wellbore heat loss/gain per unit length	J/s
S	saturation	—
S_G	gas phase saturation	—
t	time	s
T	temperature	$^{\circ}\text{C}$
u	velocity	m s^{-1}
u_c	characteristic velocity	m s^{-1}
u_d	drift velocity	m s^{-1}
u_G	gas phase velocity	m s^{-1}
u_L	liquid phase velocity	m s^{-1}
U	specific internal energy	J kg^{-1}
V_n	subdomain of the flow system	m^3
X	mass fraction	—
z	along-wellbore coordinate	m

Table. 4.2: 支配方程式の変数 (続き).

Parameter	Description	Unit
Γ	perimeter of the cross-section	m
Γ_n	closed boundary surface of V_n	m^2
γ	a quantity caused by slip between the two phases	$\text{kg s}^{-2} \text{m}^{-1}$
θ	incline angle of the wellbore	—
λ	thermal conductivity	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	viscosity	Pa s
ρ	density	kg m^{-3}
ρ_G	gas phase density	kg m^{-3}
ρ_L	liquid phase density	kg m^{-3}
ρ_m	mixture density	kg m^{-3}
ρ_m^*	profile-adjusted average density	kg m^{-3}
ρ_R	grain density of the rock	kg m^{-3}
ϕ	porosity	—
Subscripts		
β	fluid phase	
e	energy	
G	gas	
k	component	
L	liquid	
m	mass	
R	rock	

Table. 4.3: 管および帯水層に使用した物性値，また使用した相対浸透率と毛細管圧力の関数.

Wellbore	Parameters
Roughness	$4.78 \times 10^{-5} \text{ m}$
Heat conductivity	2.51
Reservoir	
Porosity	0.2
Rock grain density	2600 kg m^{-3}
Permeability	$5 \times 10^{-13} \text{ m}^2$
Specific heat	$920 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Heat conductivity	$2.51 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Pore compressibility	$1 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$
Relative permeability fucntion	
van Genuchten-Mualenm model	[0.457, 0.30, 1.0, 0.05]
Capillary Pressure function	
van Genuchten function	$[0.457, 0.14, 5.105 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-11}, 1.0]$

Table. 4.4: 基本モデルおよび検証モデルで使⽤したパラメータの値.

Parameters	Base model	Test model
Hydraulic head above surface (m)	3.0	1.0, 5.0
Permeability (m^2)	5.0×10^{-13}	4.0×10^{-13} , 6.0×10^{-13}
Conduit radius (m)	0.075	0.05, 0.10
CO ₂ mass fraction	2.0×10^{-4}	1.8×10^{-4} , 2.2×10^{-4}
Barometric pressure (Pa)	1.013×10^5	1.005×10^5 , 1.020×10^5
Water temperature ($^{\circ}\text{C}$)	105	104.7, 105.3

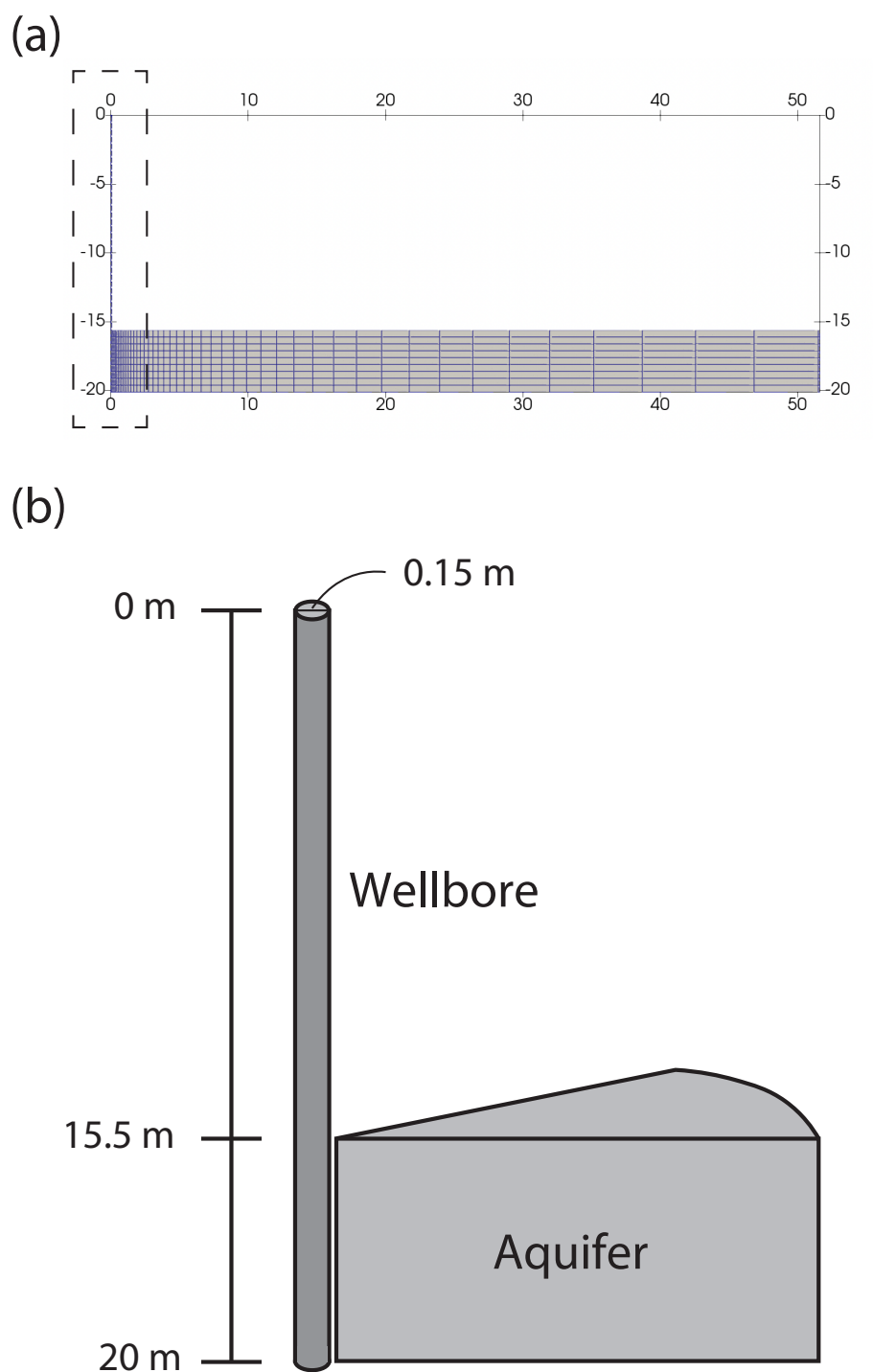


Fig. 4.1: 計算領域の模式図. (a) 全体図. (b) 管周辺 ((a) の破線で囲まれた部分) の拡大図.

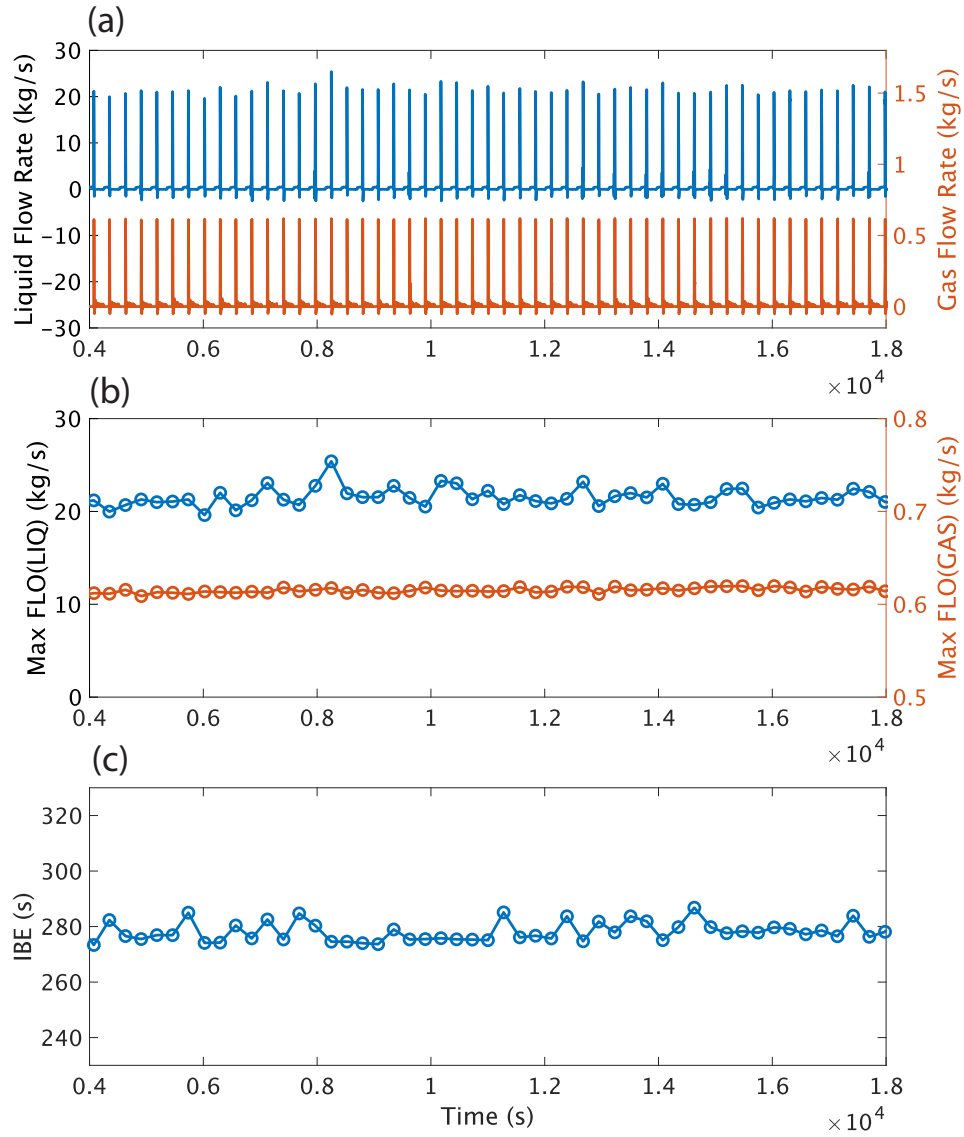


Fig. 4.2: 基準モデルのシミュレーションの結果. (a) 噴出口における液相流量（青線）と気相流量（橙線），(b) 噴出口における各噴出サイクルの液相流量の最大値（青線）と気相流量の最大値（橙線），(c) IBE.

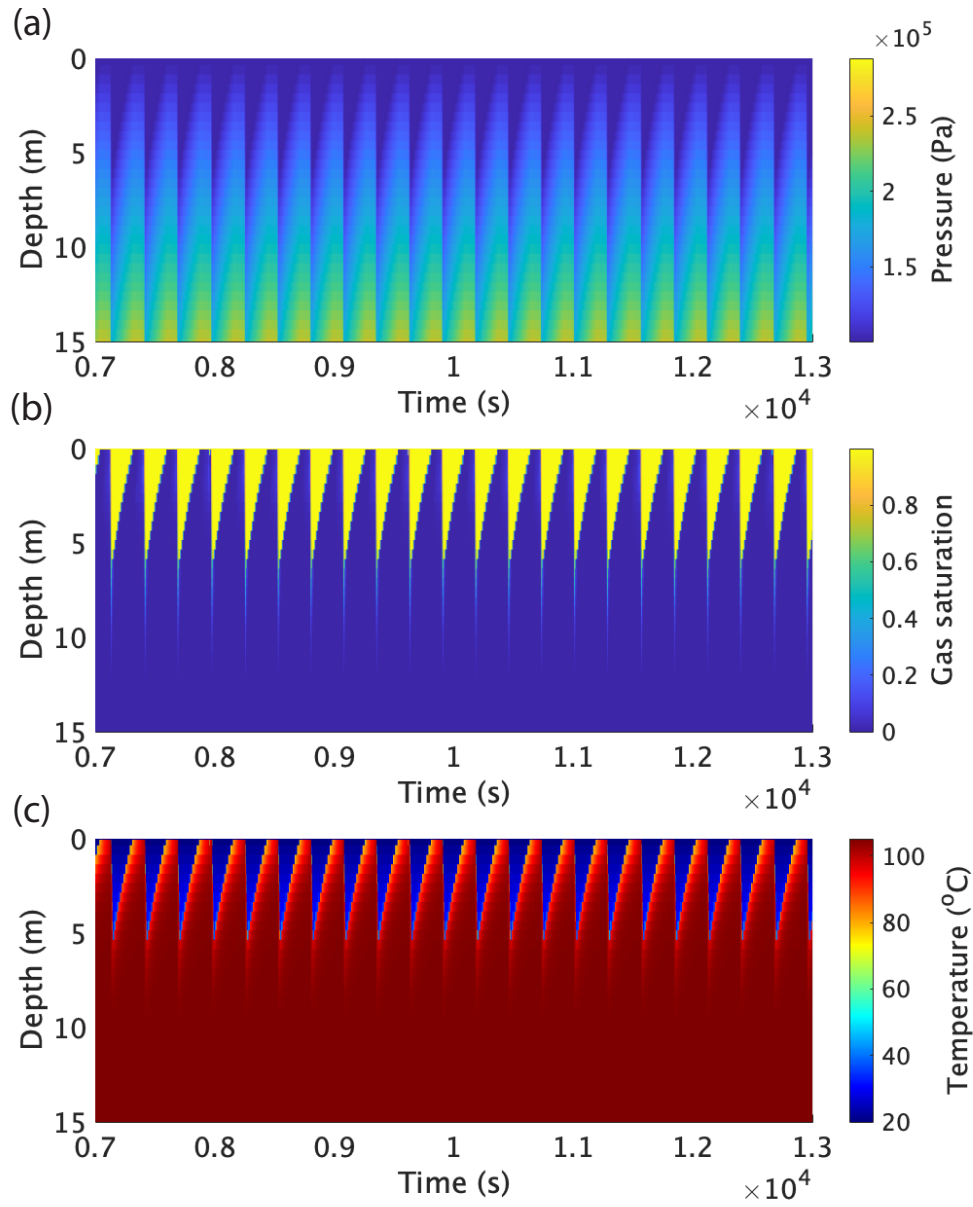


Fig. 4.3: 基準モデルのシミュレーション結果における, 7000–13000 秒の (a) 圧力, (b) 気相飽和度, (c) 温度の時空間変化. 深さ 0–15 m までの範囲をプロットしている.

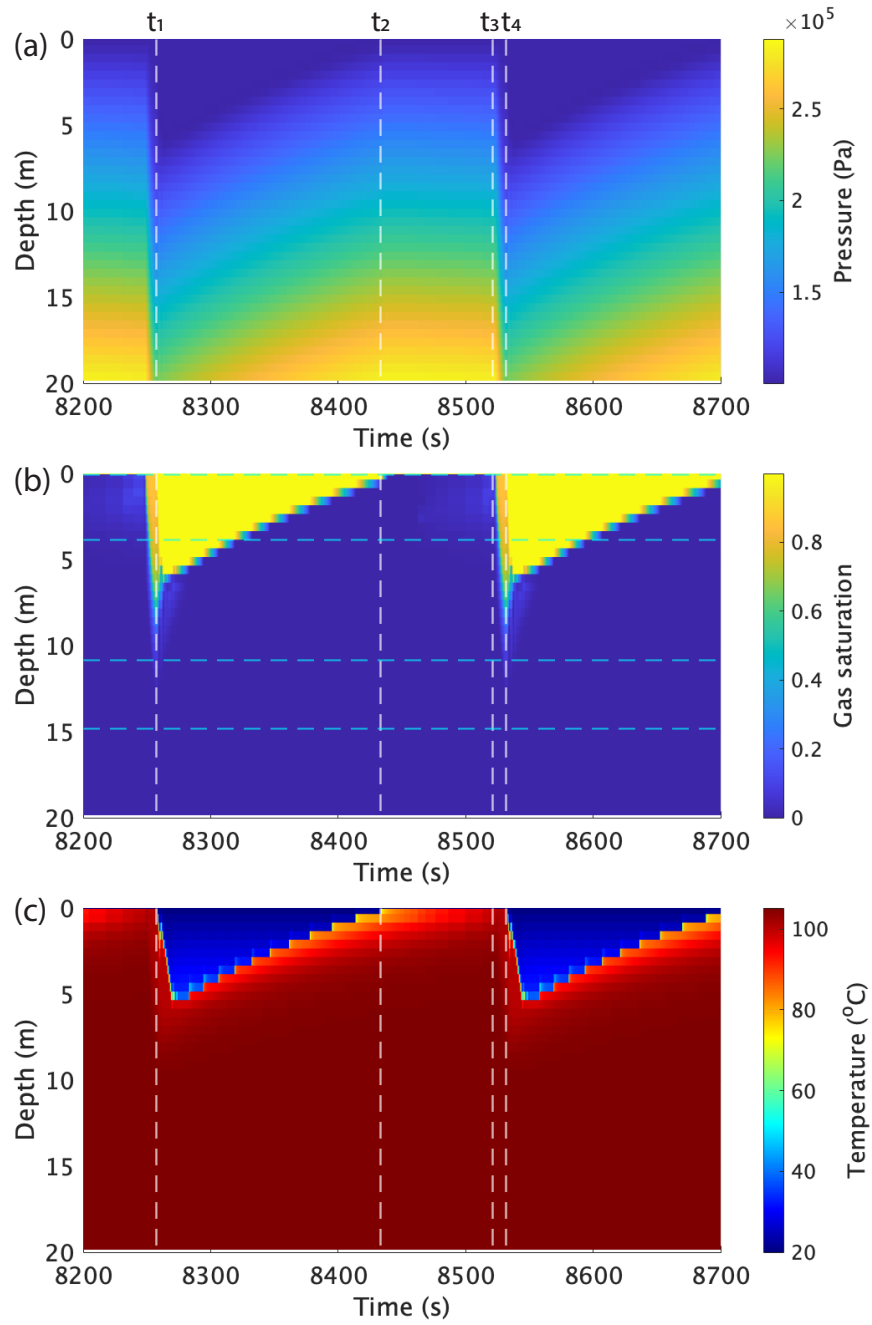


Fig. 4.4: (a) 圧力, (b) 気相飽和度, (c) 温度の時空間変化 (Fig. 4.3 の 8200–8700 秒を抽出した).

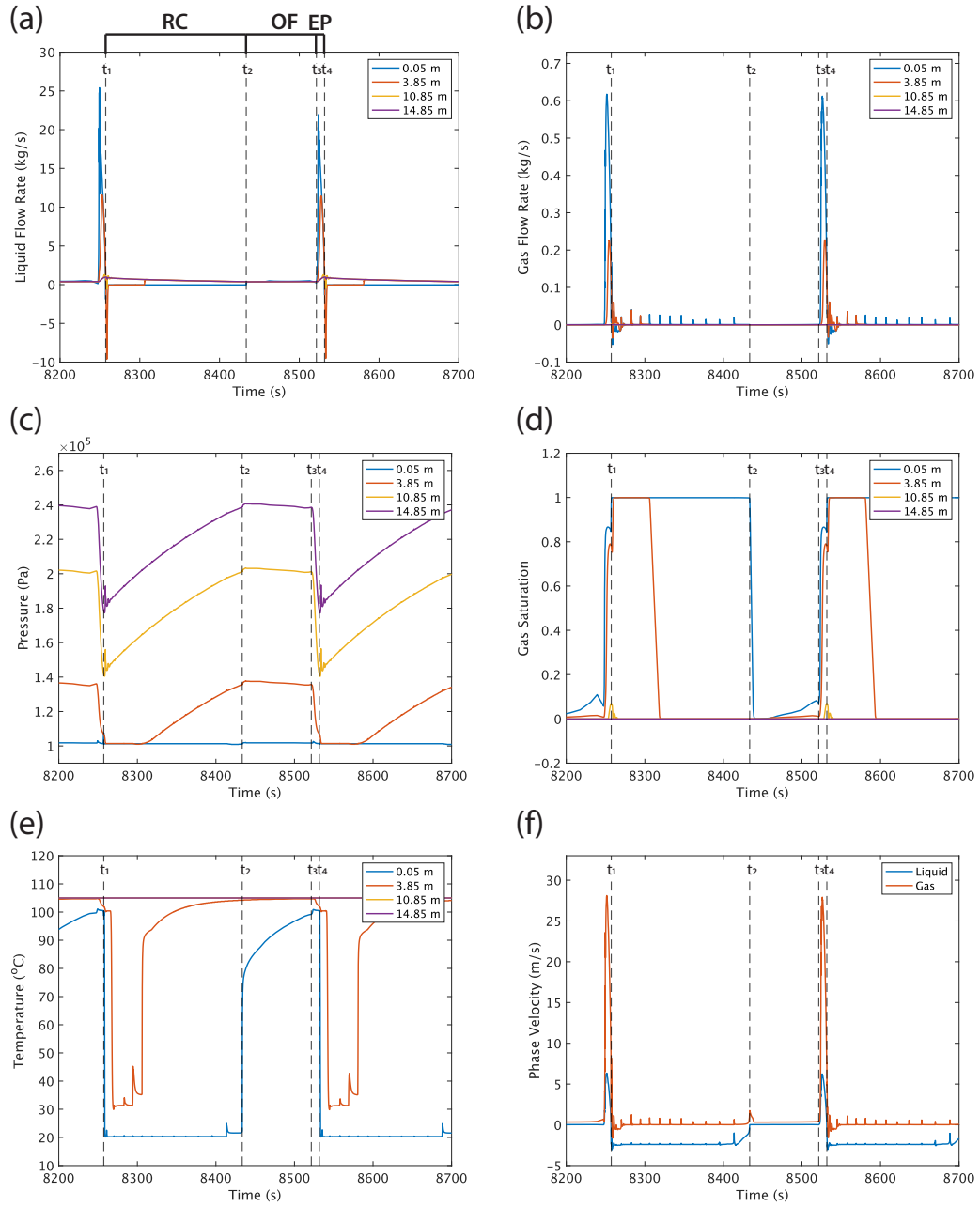


Fig. 4.5: (a) 液相流量, (b) 気相流量, (c) 圧力, (d) 気相飽和度, (e) 温度, (f) 各相速度, の時間変化. (a) 中の RC, OF, EP はそれぞれ水位回復期間, 湧出期間, そして噴出期間を示す.

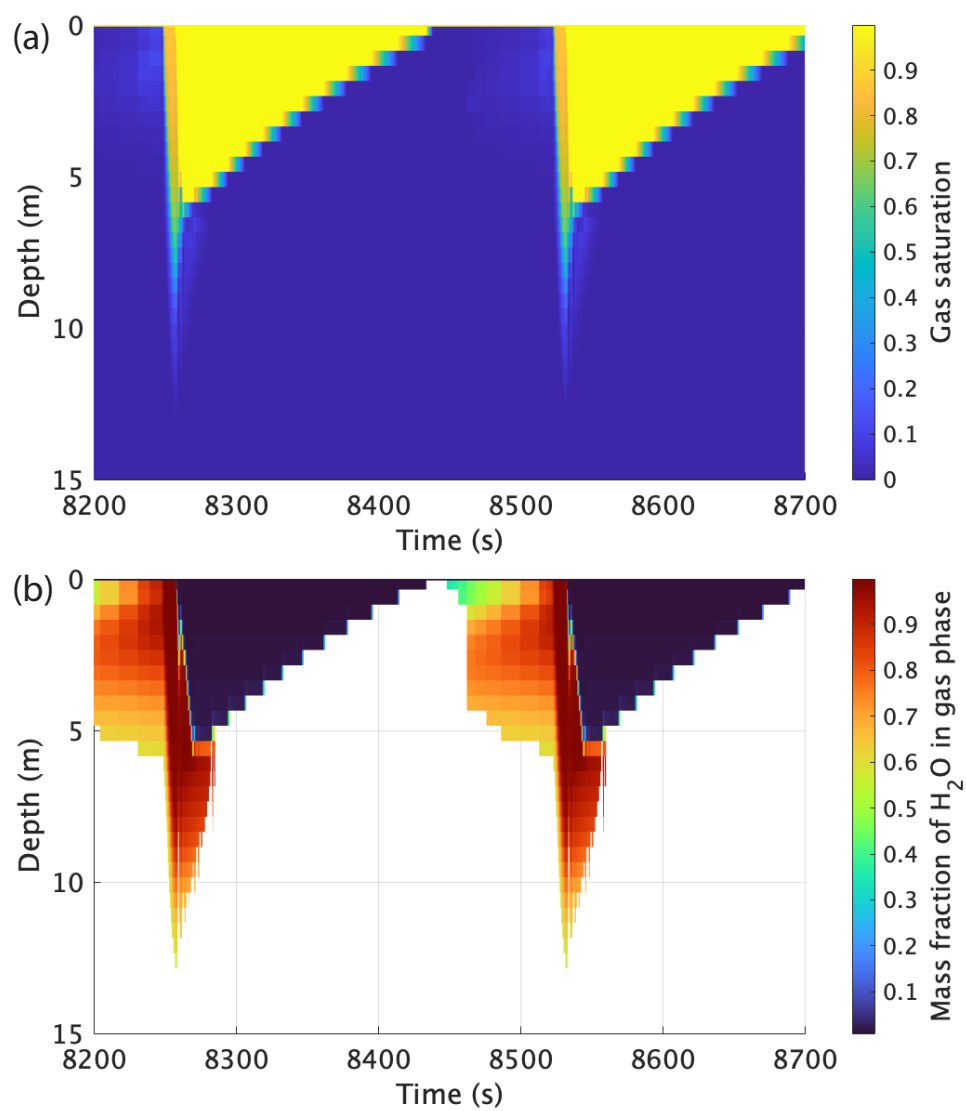


Fig. 4.6: (a) 気相飽和度と (b) 気相中における水の質量分率の時間変化. (b) は気相飽和度が 0 より大きい領域のみプロットした.

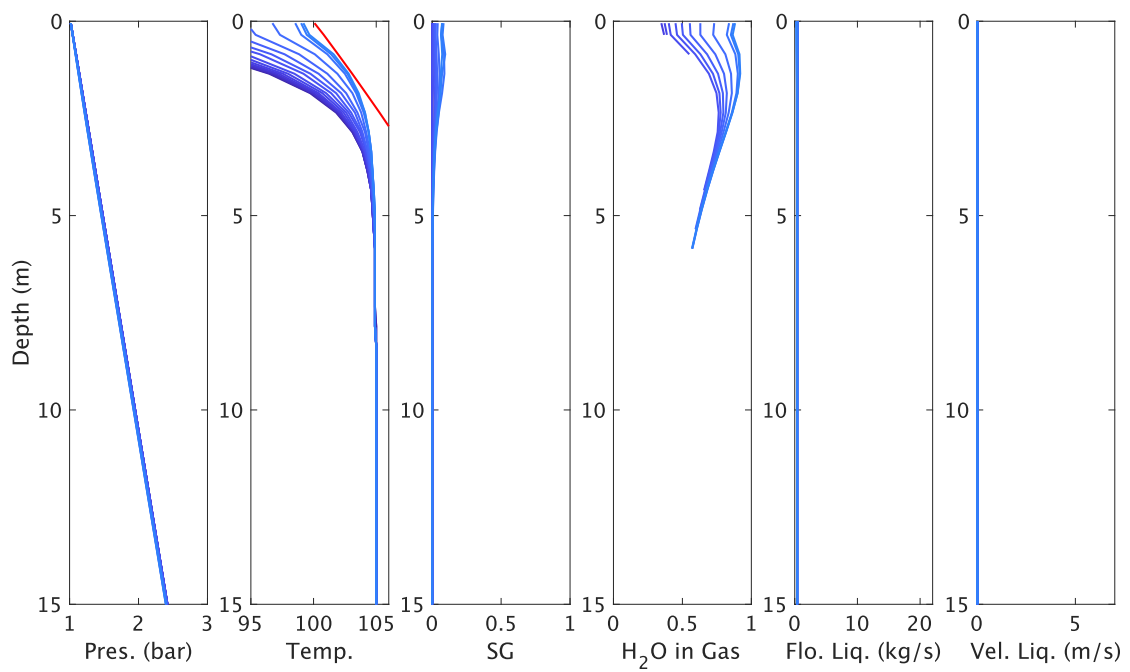


Fig. 4.7: 基準モデルの 8440–8521 秒の期間におけるシミュレーション結果. 左から圧力, 温度, 気相飽和度, 気相中の水の質量分率, 液相流量, 液相速度の深さ分布を示す. 実線の色は時間変化に対応する.

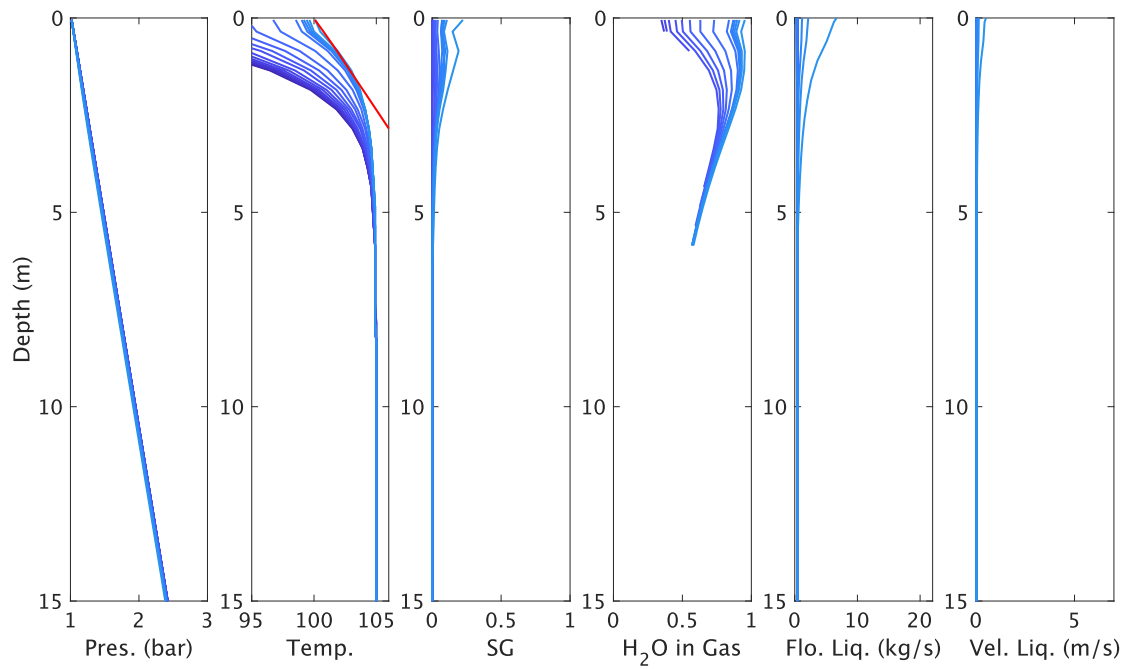


Fig. 4.8: 基準モデルの 8440–8523 秒の期間におけるシミュレーション結果. 各パネルの変数は Fig. 4.7 と同様である.

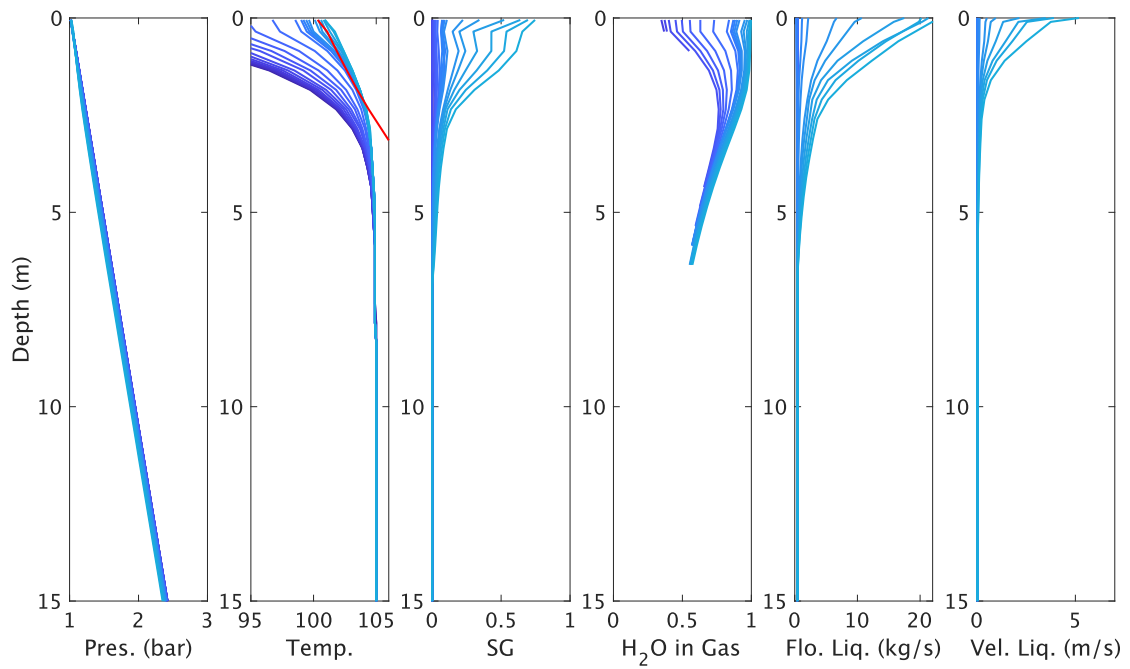


Fig. 4.9: 基準モデルの 8440–8524 秒の期間におけるシミュレーション結果. 各パネルの変数は Fig. 4.7 と同様である.

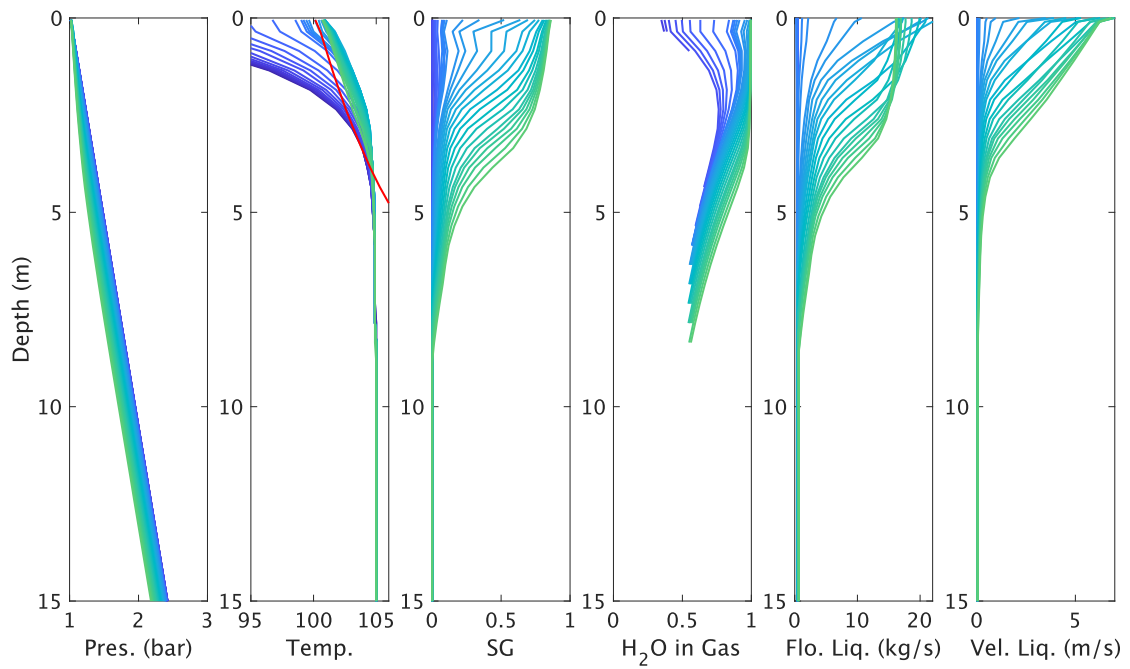


Fig. 4.10: 基準モデルの 8440–8526 秒の期間におけるシミュレーション結果. 各パネルの変数は Fig. 4.7 と同様である.

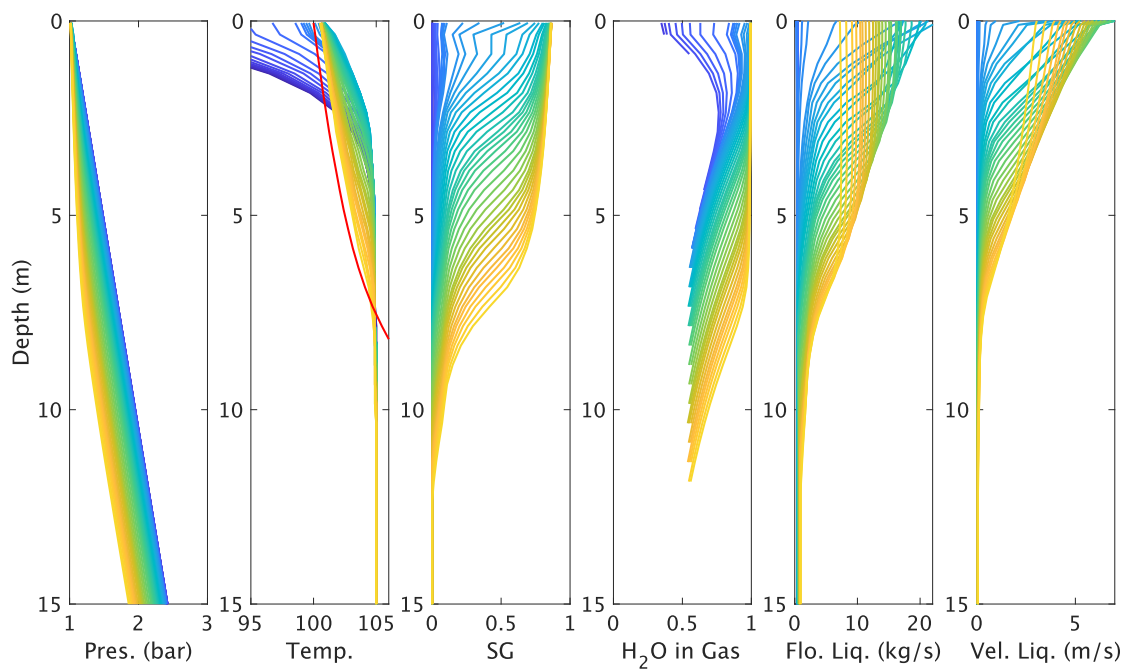


Fig. 4.11: 基準モデルの 8440–8530 秒の期間におけるシミュレーション結果. 各パネルの変数は Fig. 4.7 と同様である.

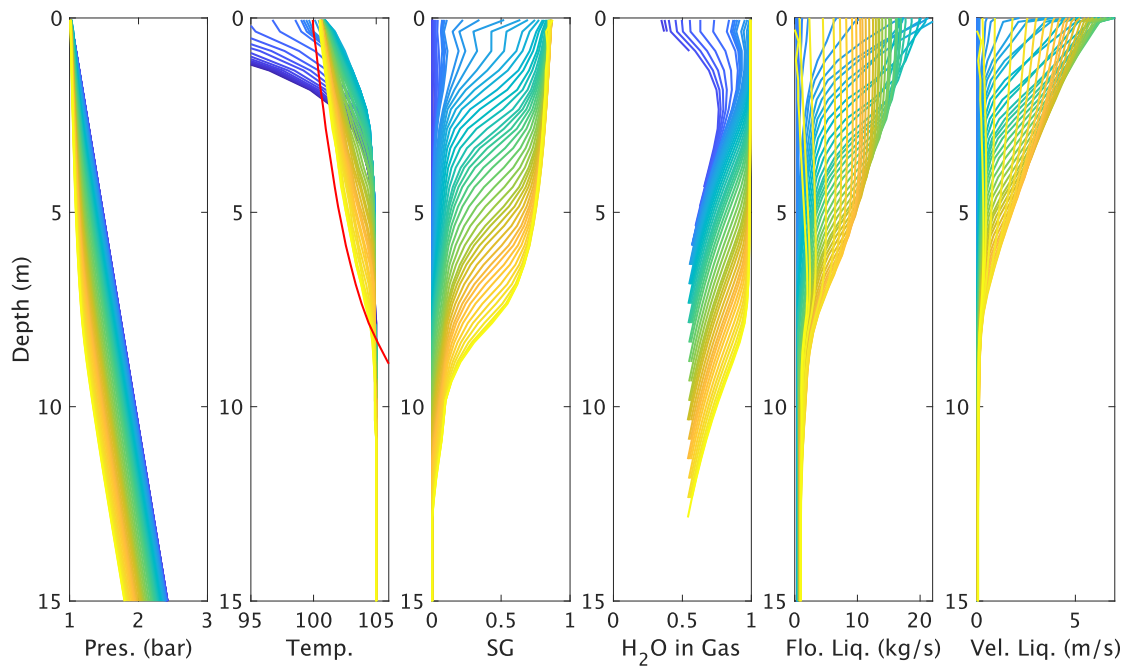


Fig. 4.12: 基準モデルの 8440–8532 秒の期間におけるシミュレーション結果. 各パネルの変数は Fig. 4.7 と同様である.

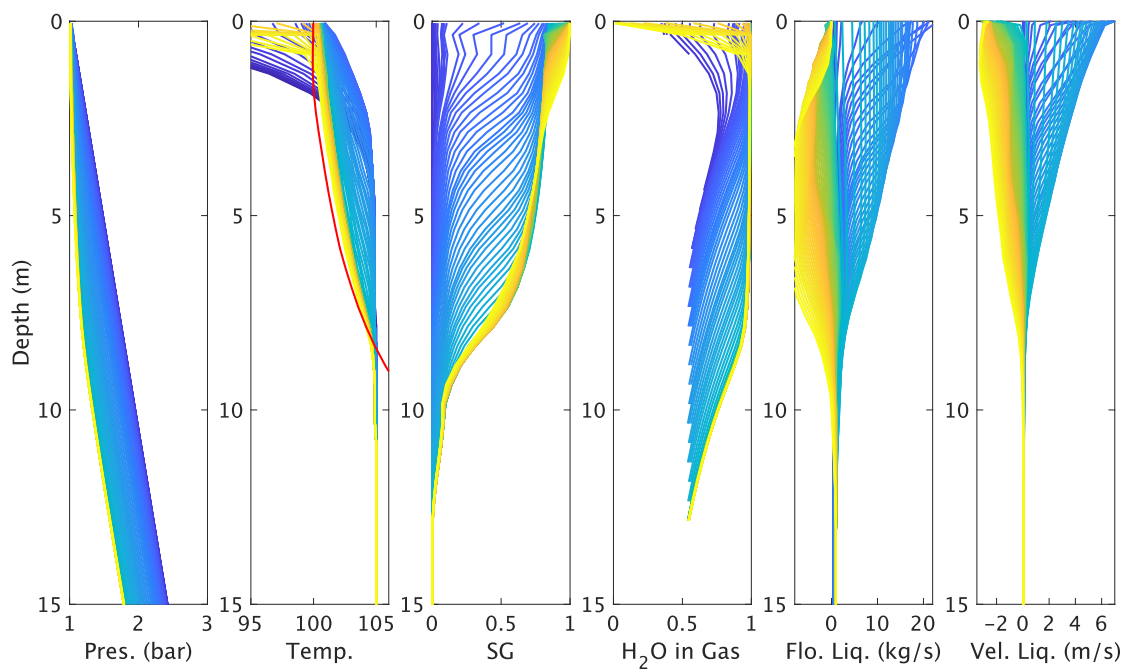


Fig. 4.13: 基準モデルの 8440–8533 秒の期間におけるシミュレーション結果. 各パネルの変数は Fig. 4.7 と同様である. Fig. 4.7–Fig. 4.12 までとカラースケールが異なることに注意する.

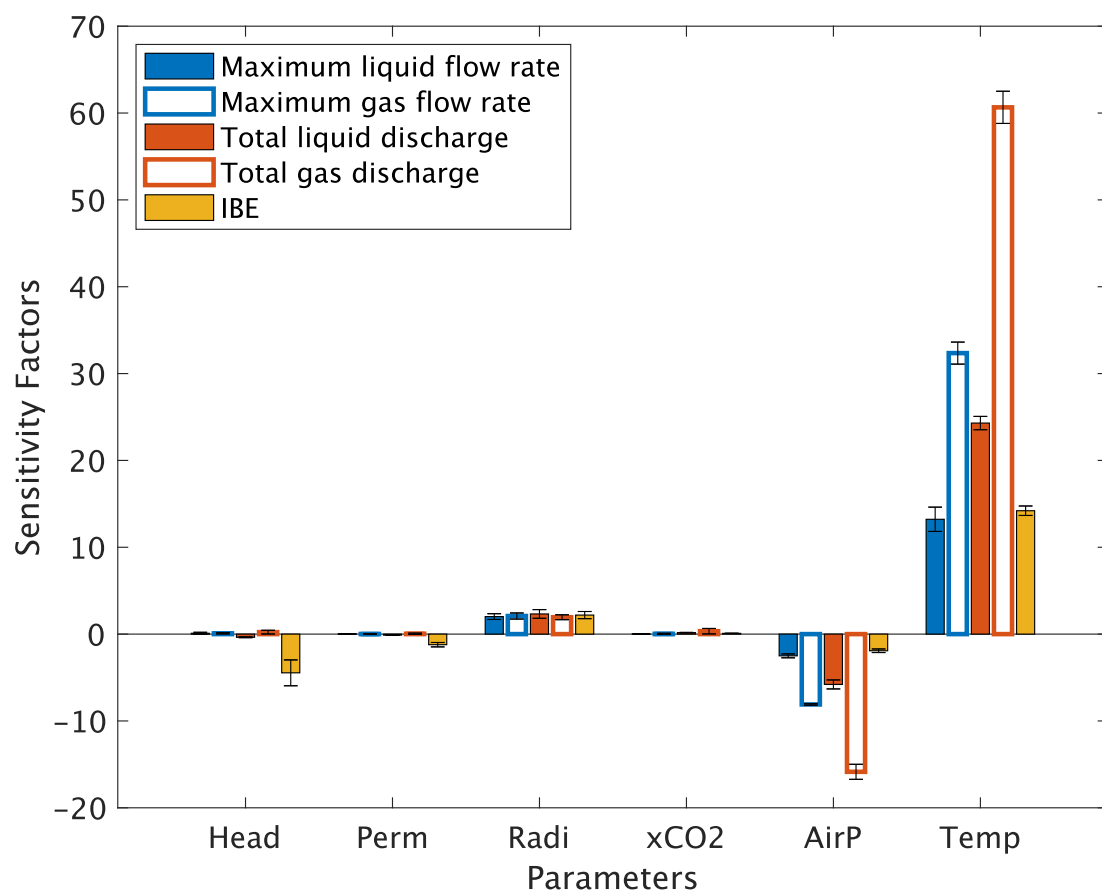


Fig. 4.14: 各入力変数に対する出力変数による感度係数の値. 左から, 静止水頭, 浸透率, 管の半径, 液相における CO_2 の質量分率, 大気圧, そして温度の結果を示している.

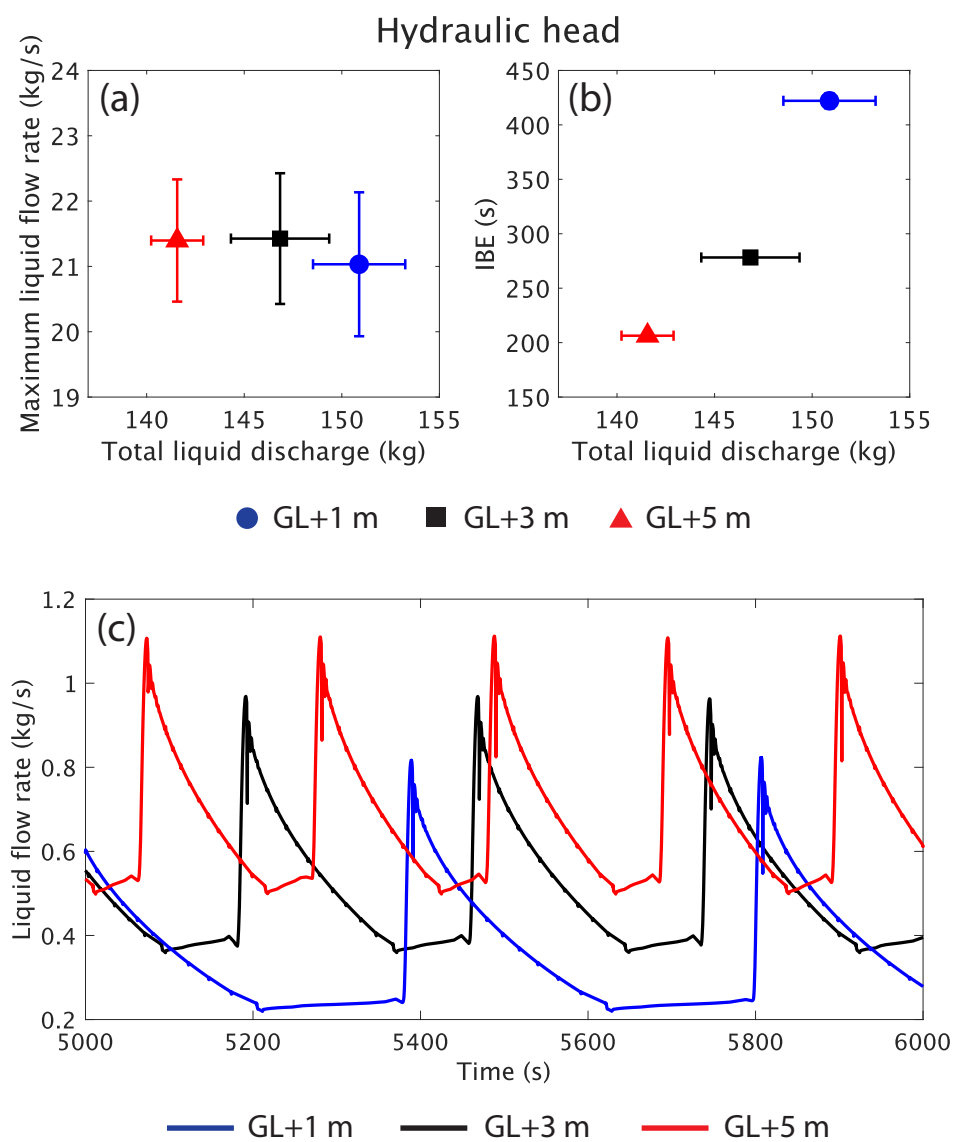


Fig. 4.15: 静止水頭を変化させた時の出力変数の変化. (a) 液相の総噴出量と最大流量の関係, (b) 液相の総噴出量と周期の関係, (c) 深さ 15 m における液相流量の時間変化.

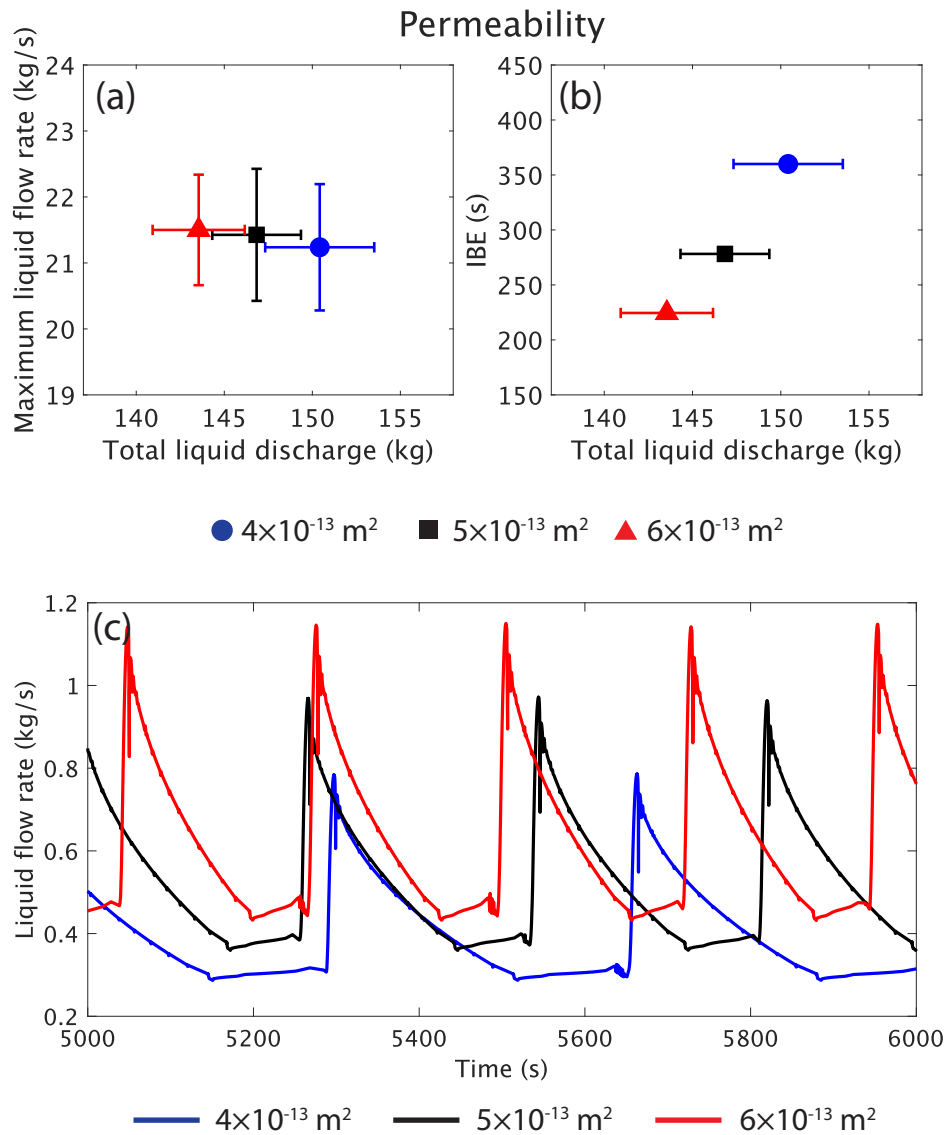


Fig. 4.16: 浸透率を変化させた時の出力変数の変化. (a) 液相の総噴出量と最大流量の関係, (b) 液相の総噴出量と周期の関係, (c) 深さ 15 m における液相流量の時間変化.

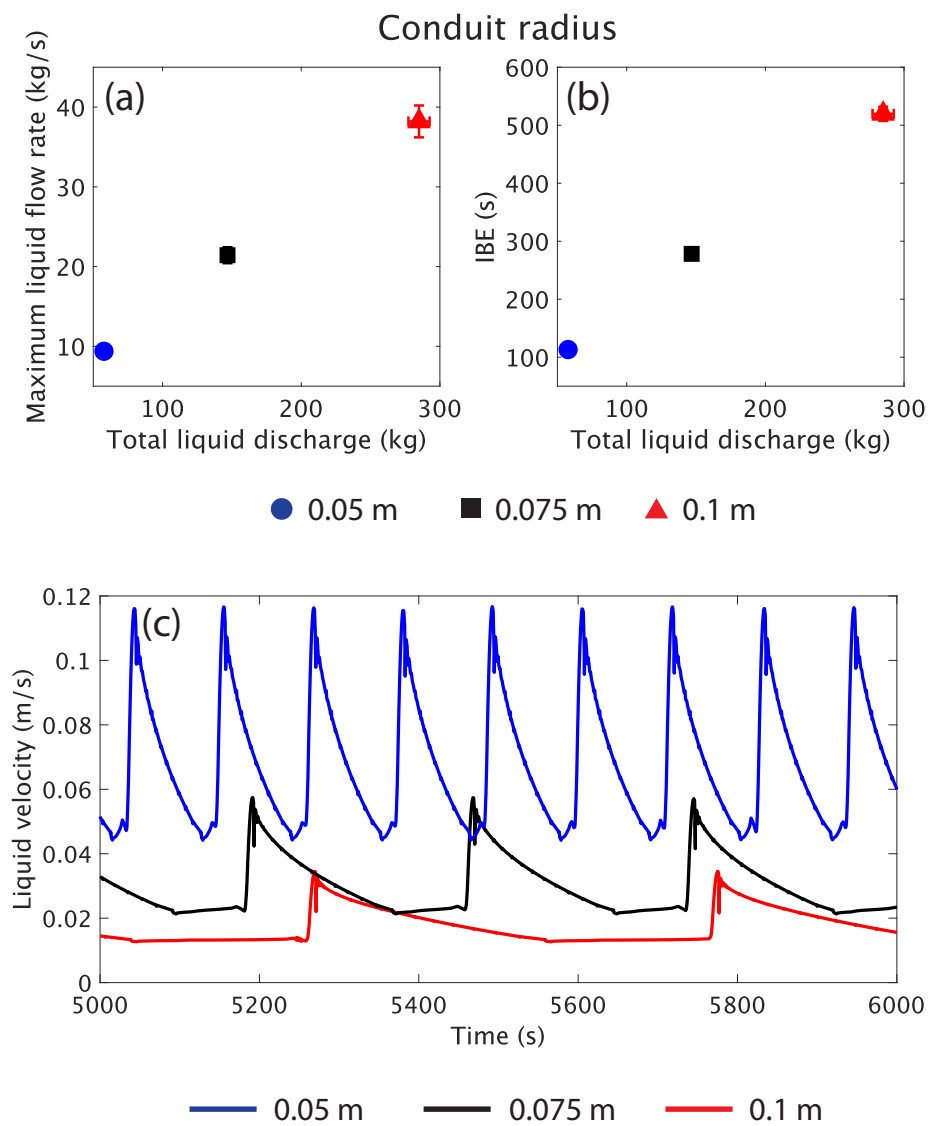


Fig. 4.17: 管半径を変化させた時の出力変数の変化. (a) 液相の総噴出量と最大流量の関係, (b) 液相の総噴出量と周期の関係, (c) 深さ 15 m における液相速度の時間変化.

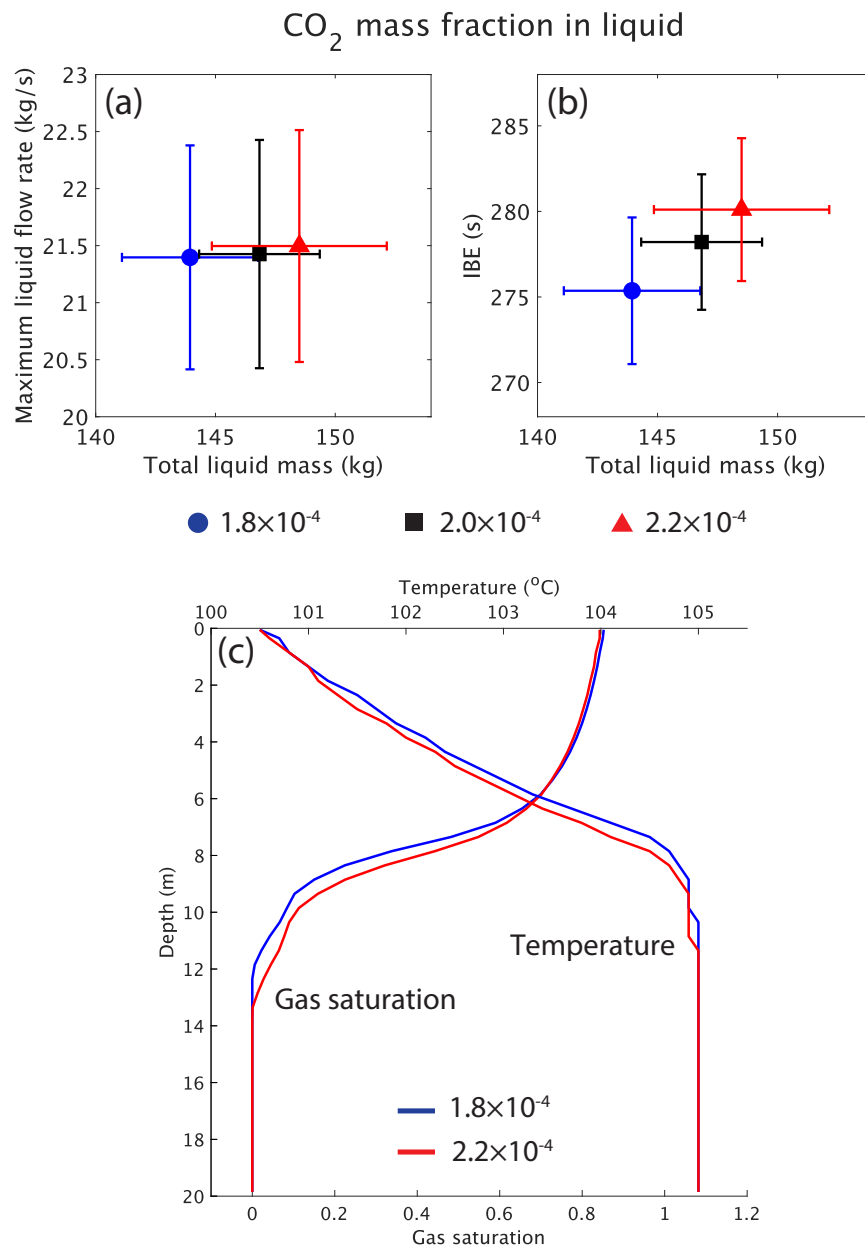


Fig. 4.18: 液相中の CO₂ 質量分率を変化させて時の出力変数の変化. (a) 液相の総噴出量と最大流量の関係, (b) 液相の総噴出量と周期の関係, (c) 温度および気相飽和度の深さ分布.

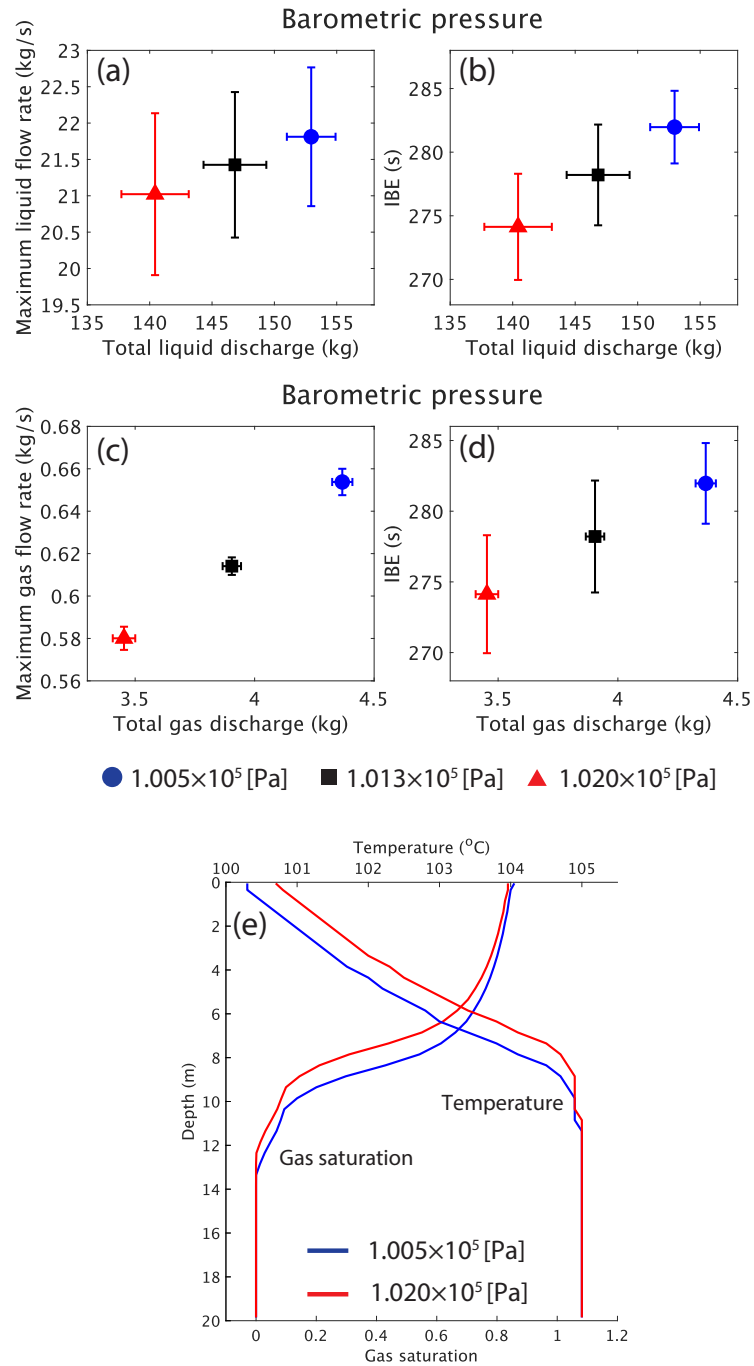


Fig. 4.19: 大気圧を変化させた時の出力変数の変化. (a) 液相の総噴出量と最大流量の関係, (b) 液相の総噴出量と周期の関係, (c) 気相の総噴出量と最大流量の関係, (d) 気相の総噴出量と周期の関係, (e) 温度および気相飽和度の空間分布.

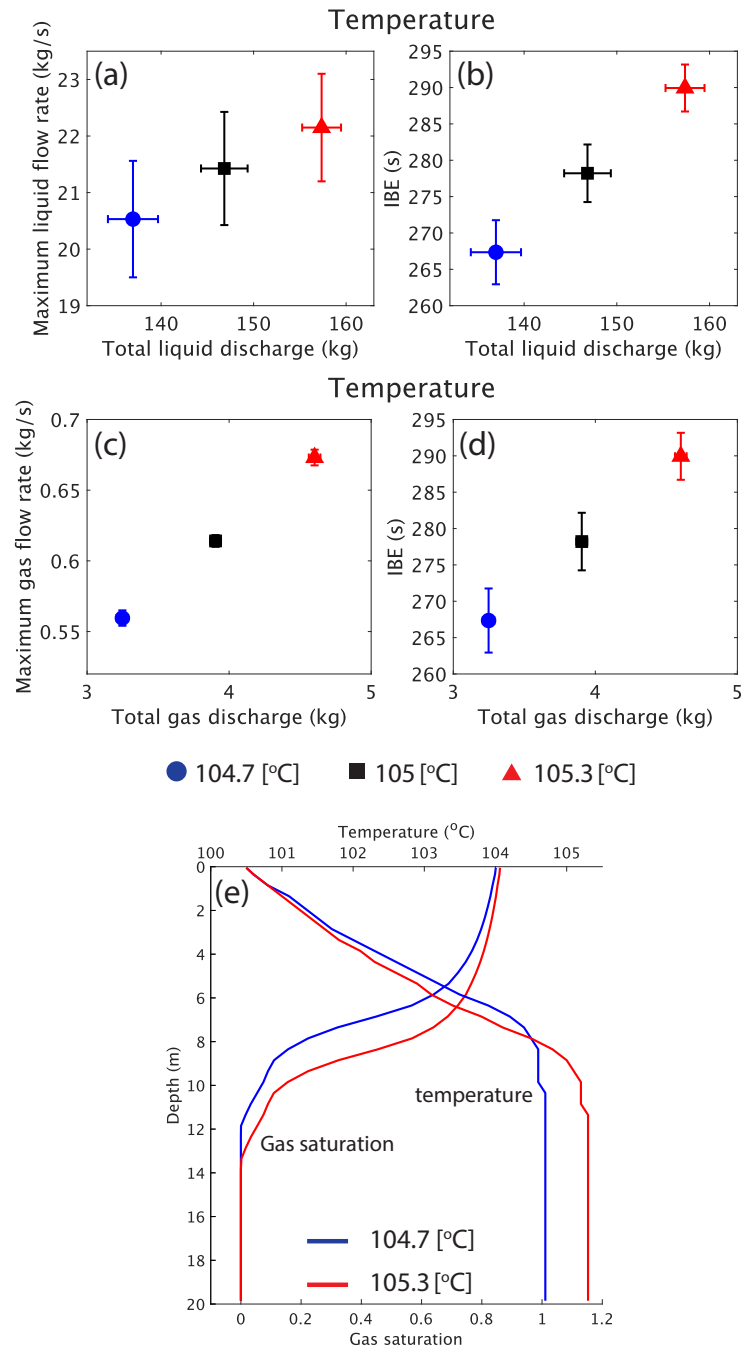


Fig. 4.20: 熱水温度を変化させた時の出力変数の変化. (a) 液相の総噴出量と最大流量の関係, (b) 液相の総噴出量と周期の関係, (c) 気相の総噴出量と最大流量の関係, (d) 気相の総噴出量と周期の関係, (e) 温度および気相飽和度の空間分布.

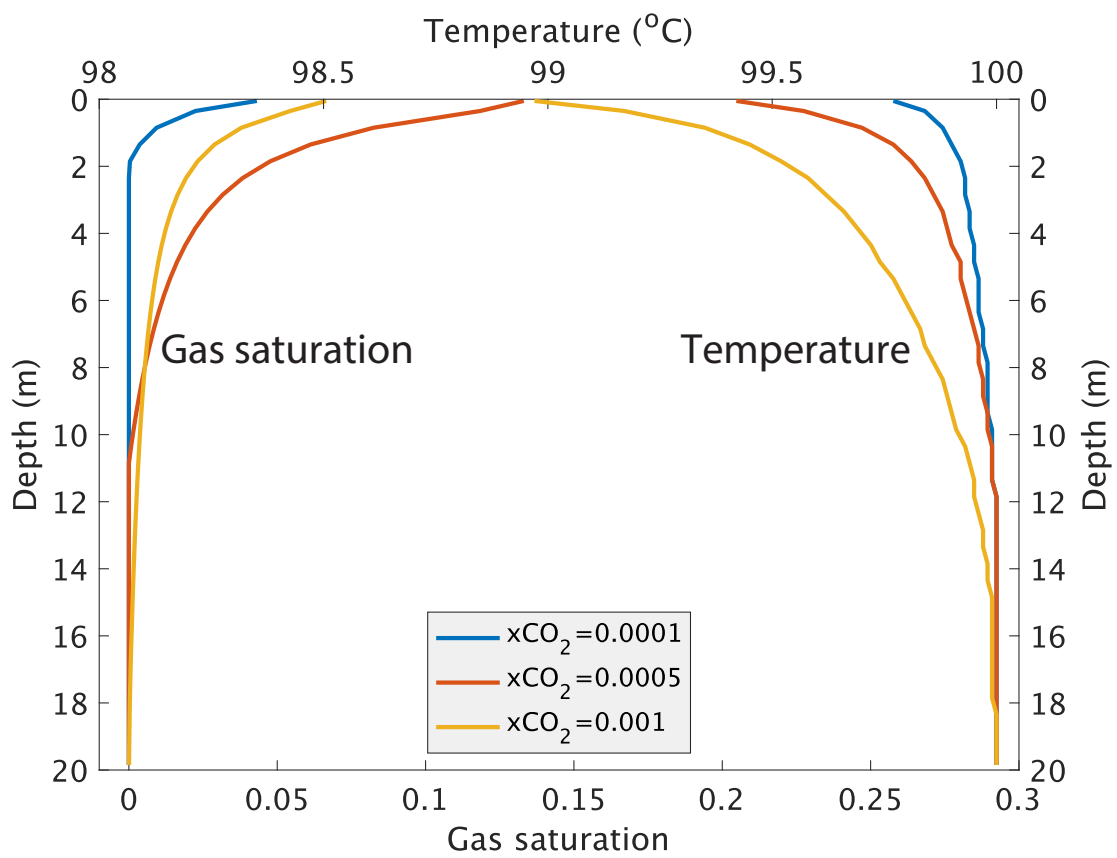


Fig. 4.21: 供給温度を 100 °C, 液相の CO_2 濃度を変化させた場合の気相飽和度および温度の計算結果.

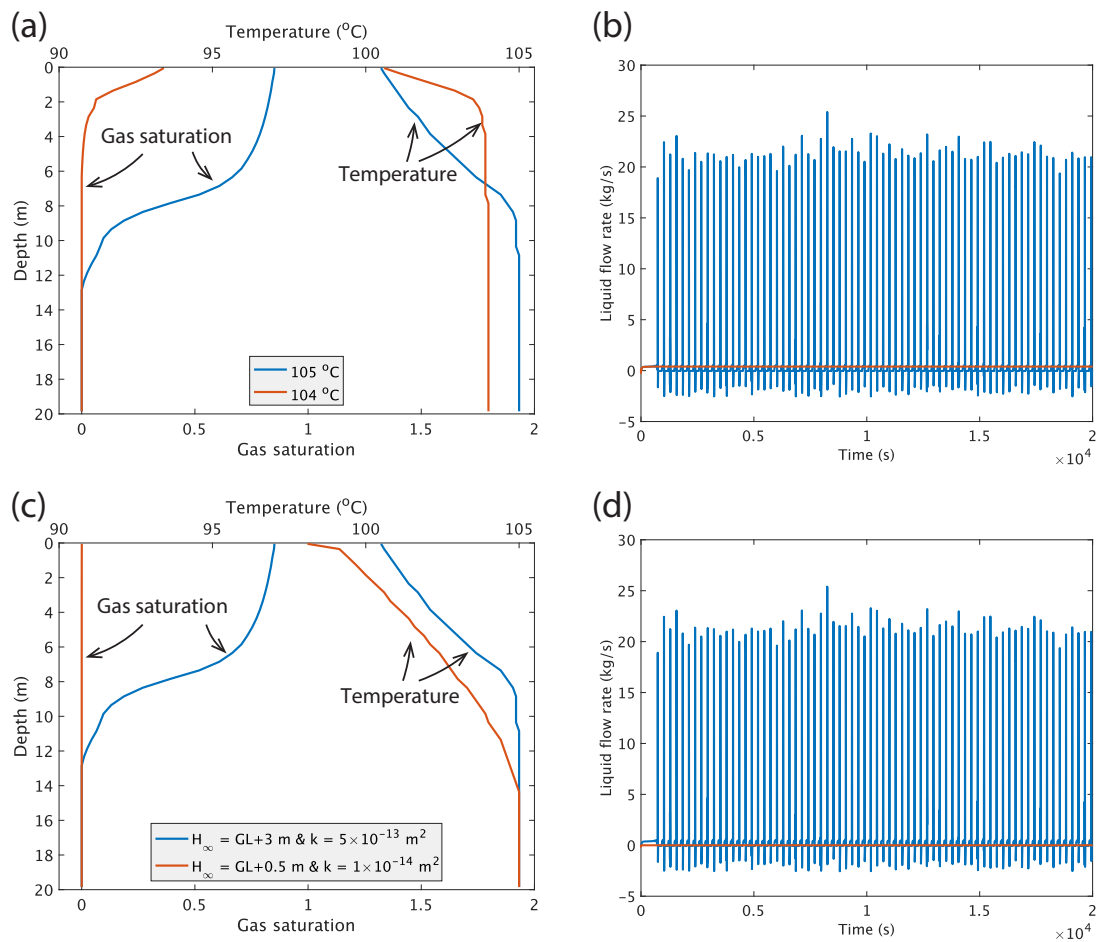


Fig. 4.22: 異なる熱水温度の値を用いて計算した場合の (a) 温度と気相飽和度の深さ分布と (b) 噴出口における液相の質量流量, そして異なる静止水頭と浸透率の値を用いて計算した場合の (c) 温度と気相飽和度の深さ分布と (b) 噴出口における液相の質量流量.

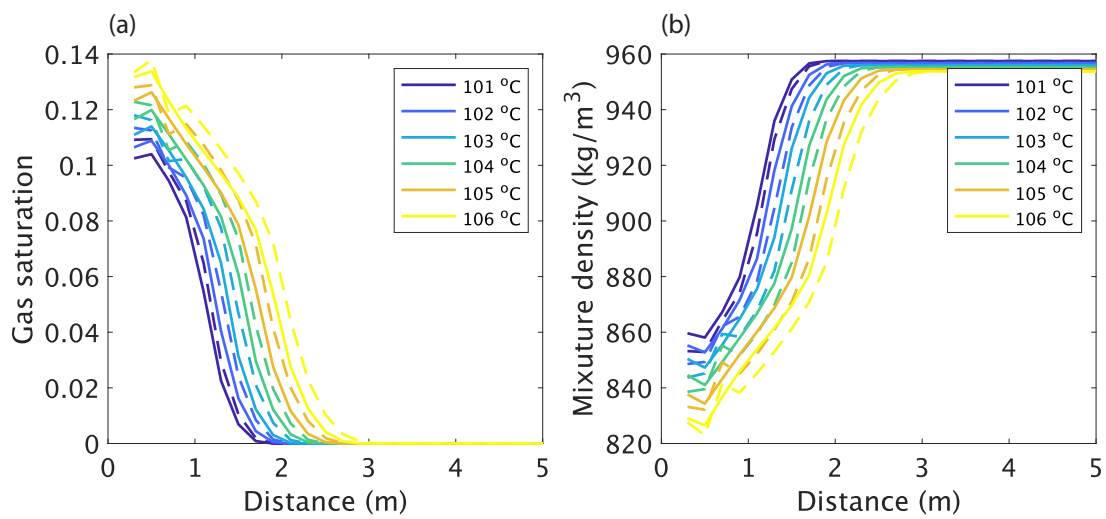


Fig. 4.23: ECO2N と ECO2N V2.0 を用いたシミュレーションで得られた (a) 気相飽和度および (b) 混合密度の比較. 実線が ECO2 の結果, 点線が ECO2N V2.0 の結果を示す.

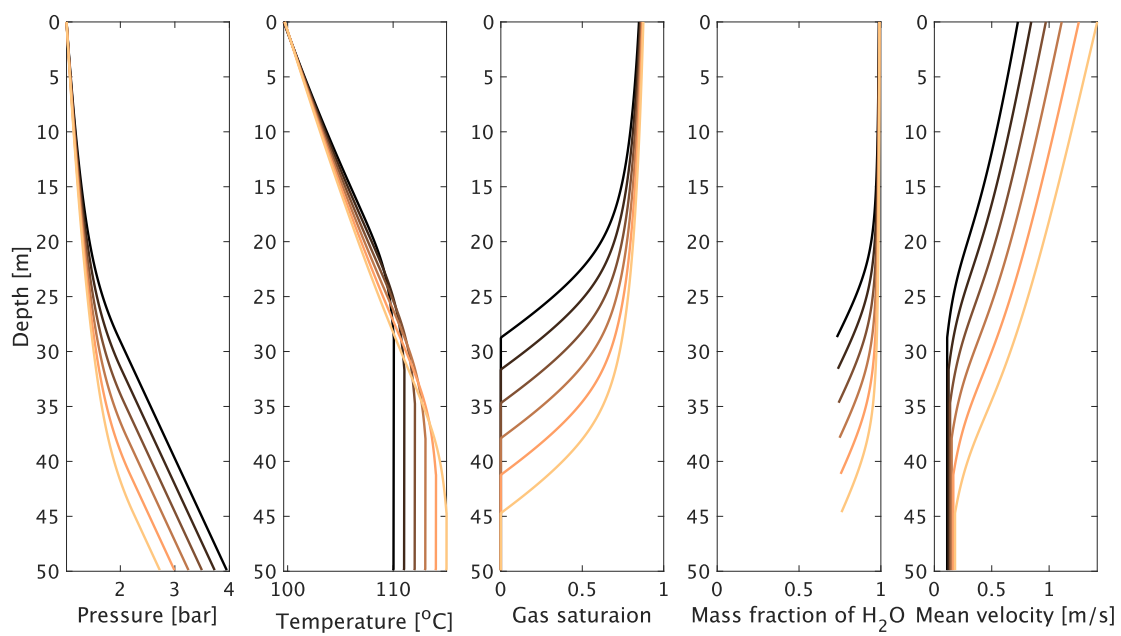


Fig. 4.24: Case 1 の計算結果. 左から圧力, 温度, 気相飽和度, 気相中の H₂O の質量分率, 平均速度である. 色が黒から橙になるほど供給温度が 110–115 °C まで 1 °C ずつ高くなる.

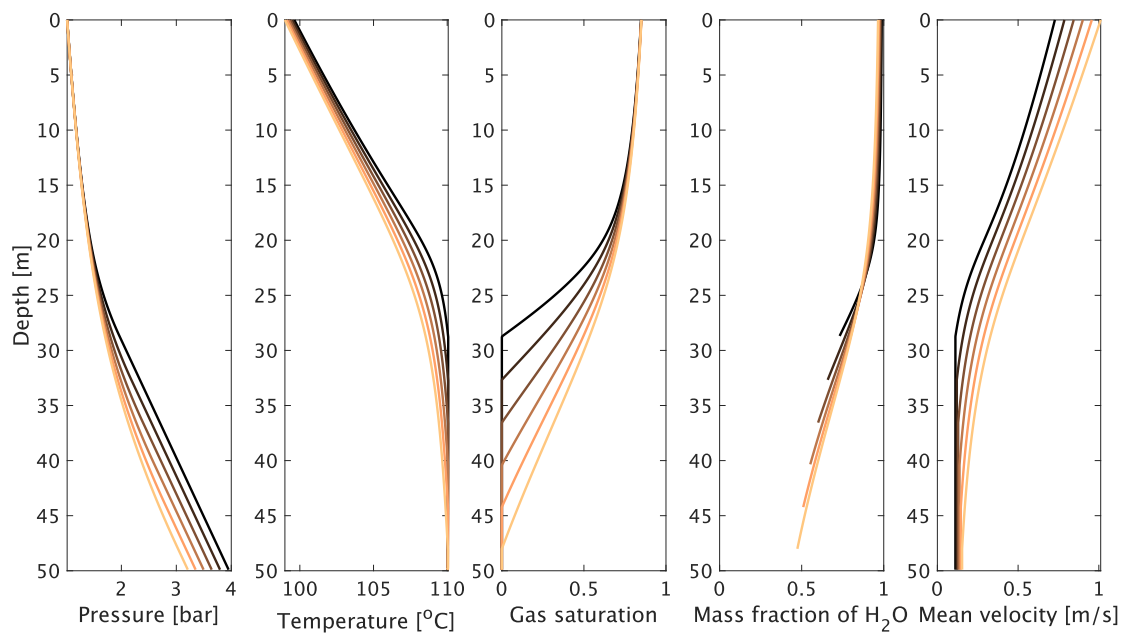


Fig. 4.25: Case 2 の計算結果. 左から圧力, 温度, 気相飽和度, 気相中の H_2O の質量分率, 平均速度を示す. 色が黒から橙になるほど液相中の CO_2 モル分率が 1.0×10^{-4} – 2.0×10^{-4} まで 0.2×10^{-4} ずつ高くなる.

第 5 章

全体を通しての議論

本章では、本研究から明らかになった点と未解決な点を整理し、新たな課題や今後の研究の方向性について述べる。

5.1 間歇泉の噴出プロセスにおける熱水供給系の役割

本研究の結果から、しかべ間歇泉の噴出のトリガーは上昇駆動型の減圧沸騰モデルで説明できることがわかった。また、熱水中の CO_2 は沸騰深度を下げる役割をもち、管周辺の帯水層内でも発泡が生じることで、熱水の管内への過剰供給が引き起こされていると示唆された。T2Well/ECO2N を用いたシミュレーションでは、管内において発泡の進展と抑制が働くことで間欠的な噴出が再現されたが、過剰供給の再現には至らなかった。これまで、上昇駆動型減圧沸騰モデルが想定される間歇泉では、主に上昇経路内部の物理プロセスに焦点が当てられたが (Kieffer, 1984; 福富, 1942a, 1942b, 1942c), 実際にはバブルトラップモデルのように、上昇経路周辺の亀裂や空隙内でも発泡が生じることで噴出プロセスに関与する間歇泉も多い可能性がある。例えば、鬼首間歇泉は管の体積が約 0.1 m^3 であるのに対して噴出量は約 0.4 m^3 と推定されており、地下に存在するチャンバーも噴出に関与すると解釈されている (Nishimura et al., 2006)。鬼首間歇泉で噴出後の水位低下量は観測されていないが、噴出期間において熱水が 1 秒以下の周期で噴出する特徴を利用した周波数解析から、水位は約 5 m 低下すると推測されている (手嶋・西村, 2021)。このことから、鬼首間歇泉においても噴出時は高い供給率で管内に熱水が供給されていると考えられ、しかべ間歇泉と類似した特徴を持つと言える。Nishimura et al. (2006) は長い噴出と短い噴出で傾斜ベクトルの方向の変化が著しく異なるという観測事実から、少なくとも 2 つのチャンバーが関与すると推定している。しかべ間歇泉では噴出の長さに関わらず、傾斜ベクトルの傾向はほぼ同じであるため (Fig. 3.32), 観測された傾斜変動は噴出サイクルを

通して同一の圧力源における変動を反映していると考えられる。一方で、傾斜変動の時間関数の特徴から、噴出時には地下の圧力源でさらに増圧することが示唆されている（2.5.3 節，2.6.5 節，Fig. 2.9，Fig. 2.10）。この要因については、帯水層内での発泡と噴出に伴う圧力変動による rectified diffusion が寄与する可能性を指摘しているが、帯水層内で発泡が進展することで生じる力学過程については、本論文では未解決な部分を残している。

上昇経路以外の供給系が噴出プロセスに関与することで、多様な力学現象が生じ得る。例えば、Old Faithful Geyser では水位回復期間において約 1 Hz の圧力振動が観測されており（Kedar, 1996; Vandemeulebrouck et al., 2013）、バブルトラップ内の水蒸気層がバネのように振る舞うことで引き起こされると室内実験と理論計算から示唆されている（Rudolph et al., 2017, 2018）。また、El Jefe geyser では水位回復期間末期に約 1–2 Hz の圧力振動が観測され、バブルトラップから放出された水蒸気の凝縮と解釈されている（Munoz-Saez et al., 2015a）。このような複雑な熱水供給系と噴出プロセスとの関係をより詳細に理解するために、供給系の 3 次元構造と気泡発生 の時間発展の推定を試みる研究が増えてきた（Vandemeulebrouck et al., 2013; Wu et al., 2017, 2019, 2021; Eibl et al., 2021; Ciraula et al., 2023a, 2023b）。しかべ間歇泉では海に近く、周辺がよく整備された環境であるため、地震観測を行う場合にはノイズの影響が大きくなると予想され、上記のような研究を実施するのは難しいと思われるが、例えば、傾斜計や広帯域地震計を用いて多点で地盤変動を観測し、圧力源の位置や圧力変化の時間発展を追跡することで、気泡発生を伴う地下での力学過程の理解に繋がるかもしれない（Ardid et al., 2019）。

5.2 間歇泉が存在する水理学的特徴について

しかべ間歇泉が間歇泉として存在する一方で、約 50 m 離れた位置にある蒸し釜は定常沸騰泉である。同じ熱水起源を持つと思われる場合でも表面現象が大きく異なることは、火山地域における熱水放出現象ではよく見られるが、そのメカニズムについて定量的な理解は得られていない。例えば、しかべ間歇泉と蒸し釜の大きな違いは静止水頭の高さであり、しかべ間歇泉では GL + 3–4 m と推定された一方で、蒸し釜では GL + 12.5 m と報告されている（アクアジオテクノ, 2014）。すなわち、蒸し釜はしかべ間歇泉よりも高い熱水供給率を持つために、噴出が定常状態になり得ると定性的には解釈できる。しかし、熱水放出現象の多様性を決める要因は供給率だけでなく、上昇経路の形状や熱水温度、供給源の深さ、複数の供給源の存在なども重要である（e.g., Namiki et al., 2016; Brandenbourger

et al., 2019; Reed et al., 2021). 本研究では熱水放出現象の多様性, 特に間歇泉の発生条件について定量的に理解するには至っていないが, これまでの先行研究で得られた知見を整理することで, 間歇泉の発生に関わる水理学的な特徴を考察する.

これまで, バブルトラップや帯水層などの熱水供給源の深さが推定された間歇泉がいくつか存在する (e.g., Vandemeulebrouck et al., 2013; Wu et al., 201; 2019, 2021; Eibl et al., 2021; Tsuge et al., 2023). Reed et al. (2021) はいくつかの間歇泉について, 供給源の深さと噴出高に正の相関があることを示した. また, 供給源には飽和温度の熱水が存在し, 等エンタルピー条件で噴出すると仮定して, 供給源の深さと噴出高の関係を定式化し, 理論的な説明を試みた (Reed et al., 2021). ここで, 供給源の深さに着目すると, これまで報告されてきた間歇泉の多くは, 供給源が地表面から数 10 m の深さの範囲内に推定されている (Vandemeulebrouck et al., 2013; Ardid et al., 2019; Wu et al., 2017, 2019, 2021; Eibl et al., 2021; Tsuge et al., 2023). また, いくつかの間歇泉では上昇経路内の熱水温度が測定されている (Kieffer, 1984; Hutchinson et al., 1997; Munoz-Saez et al., 2015a, b; Kiryukhin, 2016; Walter et al., 2020; Tsuge et al., 2023). そこで, 熱水温度と熱水が存在する深さとの関係を調べるために, 上昇経路内の観測が実施された間歇泉について, 熱水温度が測定された深度に対して熱水温度と大気圧の沸点との差をプロットした (Fig. 5.1). 観測値のうち最高温度を示した値とその時の深さをプロットしている. また, 熱水温度については, 場所によって大気圧が異なるため, 温度の絶対値とその地域の沸点との差を示した. なお, 使用したデータは Table. 5.1 にまとめた. Table. 5.1 には地震のアレイ観測や地盤変動観測から推定された供給源の深さと, 上昇経路内部で熱水温度を測定した深さを別に示している. Fig. 5.1 を見ると, 熱水温度は少なくとも大気圧の沸点よりも 5°C 以上高く, 深さと温度は正の相関を示すことがわかる. また, Fig. 5.1 中のバブルの大きさは噴出高に対応し, 深さと温度に対応して大きくなる傾向が認められ, Reed et al. (2021) の結果とほぼ整合する. 以上の結果から, 間歇泉が存在するために必要な熱水供給系として, 大気圧の沸点を十分に超える熱水が地表面下の数 10 m まで上昇するような状況が考えられる. さらに, 多くの間歇泉では噴出前に熱水の湧出や preplay が見られ, 噴出を駆動する上で重要な役割を持つと考えられている (e.g., Kieffer, 1984; Karlstrom et al., 2013; Munoz-Saez et al., 2015a). 湧出や preplay が生じるためには水面が噴出口付近まで上昇する必要があるが, いくつかの間歇泉で推定された静止水頭の高さは, 地表面から数 m の範囲内に集中する (Shteinberg et al., 2013; Munoz-Saez et al., 2015a, b; Tsuge et

al., 2023). すなわち、静止水頭が低すぎると熱水が地表に到達できなくなるが、反対に高すぎると供給率が高くなって鹿部温泉の蒸し釜のように定常噴出になる可能性があり、間歇泉になるためには静止水頭が地表面付近に留まる必要があると考えられる。

地熱地域において数多く存在する熱水放出現象のうち限られたものが間歇泉になる理由について、これまで明快な説明は得られていない (e.g., Munoz-Saez et al., 2015a, b; Hurwitz and Manga, 2017). しかし、上記で述べたとおり、間歇泉には熱水供給条件について、いくつかの共通点が存在することがわかった。間歇泉が存在しえる条件をより詳細に制約するためには、間歇泉だけでなく周辺の噴気や温泉についても調査を行い、それらの水理学的特徴を比較する必要があると考えられる。

5.3 噴出周期の多重モード発生理解に向けて

しかべ間歇泉では、期間 II では二重周期、期間 IV では三重周期など、単純周期だけでなく様々な多重モードが観測された (Fig. 3.4, Fig. 3.5, Fig. 3.6). また、特徴的なのは、噴出間隔の時間発展のパターンが規則的に繰り返される点である (e.g., Fig. 3.5c, Fig. 3.6e). これまで報告されてきた間歇泉は時間予測型の系と考えられてきたが (Nishimura et al., 2006; Toramaru and Maeda, 2013; Eibl et al., 2020), しかべ間歇泉で見られる多重周期は、時間予測型の系であると同時に噴出量予測型であることも示唆する、極めて珍しい観測事例と言える。

噴出周期の不安定なモードや、特徴的なモードを示す間歇泉は他にも多く報告されている。例えば、Old Faithful Geyser や Lone Star Geyser は bimodal な噴出周期を示す (Rinehart, 1969; O'hara and Esawi, 2013; Namiki et al., 2016). また、Daisy Geyser も 2005 年–2007 年の期間で顕著に bimodal なモードを示した (Hurwitz et al., 2014). 鬼首間歇泉は規則的な間隔で噴出する場合もあれば、短い間隔と長い間隔が入り混じる不安定なモードを生じる場合もあり、噴出プロセスには少なくとも 2 つ以上のチャンバーが関与していると解釈されている (Nishimura et al., 2006). El Cobreloa geyser は約 14 分間隔で小規模な噴出を、約 1 時間 40 分間隔で大規模な噴出を繰り返しており、深部の熱水溜まりで沸騰し気泡が上昇することで小規模な噴出を引き起こし、小規模な噴出によって暖められた浅部の上昇経路内の水が沸騰することで大規模な噴出を生じると考えられている (Namiki et al., 2014). また、El Cobreloa geyser は 2014 年の観測時に新たに出現した El Cobresal geyser および Mud Volcano と地下で水理的に接続しており、それらの相互作用によって噴出周期が変化すると推測された (Munoz-Saez et al., 2015b).

Strokkur Geyser は単発の噴出から最大 6 回連続の噴出を生じ、一つのバブルトラップから放出された気泡が上昇経路を上昇する途中で分裂することで連続噴出を引き起こすと考えられている (Eibl et al., 2020, 2021). 上記のように、噴出周期の多様なモードの発生は、複数のチャンバーやバブルトラップの存在、他の間歇泉や温泉などとの相互作用によって解釈される場合が多い (Nishimura et al., 2006; Namiki et al., 2014; Munoz-Saez et al., 2015b; Eibl et al., 2020, 2021). 室内実験の観点からは、複数のフラスコを接続したり、フラスコとフラスコに冷水を供給するチューブとの間で熱交換が生じたりすると、噴出間隔が変動することが示唆されている (Honda and Terada, 1906; 吉田, 2011; Brandenbourger et al., 2019). また、上昇経路にバブルトラップを接続することで小規模な噴出や大規模な噴出などを引き起こしたり (Adelstein et al., 2014)、フラスコ内の温度の不均質性が噴出様式に影響を与えたりする (Toramaru and Maeda, 2013). 数値計算の観点からは、熱水中に不純物の存在を考慮することで不規則な噴出間隔の発生を再現している (Landa and Vlasov, 2007, 2009).

しかば間歇泉では、多重モードの発生は管内のスケール析出に伴う部分的な閉塞によって引き起こされた可能性が示唆された (3.5.5 節). しかしながら、上昇経路の部分的な閉塞を取り入れて噴出間隔の多様なモードの発生をモデル化した研究は存在しない. 上昇経路が部分的に閉塞すると、上昇する熱水の一部が閉塞部によってフォールバックしたり、閉塞部分周辺の圧力分布に不均質が生じることで流動状態や相変化のプロセスが変化したりすると考えられる. 上記のような現象を理解するためには、フラスコとガラス管を用いた水の間欠噴出の再現実験から検証したり、3.5.5 節で提案したように、いくつかの物理プロセスを単純化した数理モデルを構築し、幅広い条件でモデルの振る舞いを調べたりするといったアプローチが考えられる. 管の形状変化に伴う流動プロセスへの影響や、噴出サイクルの多様性を支配する物理メカニズムを理解できれば、間歇泉の噴出ダイナミクスだけでなく、噴出の規模を決定する物理的背景について示唆を得られると期待される.

また、この研究で得られる知見は、火山噴火において生じる様々な周期的現象を支配する物理素過程とも関連する可能性がある. 例えば、ストロンボリ式噴火において、噴出物の一部による火口の詰まりや、高粘性マグマのプラグ形成が、噴火の爆発性やその後の噴火様式を変化させると指摘されている (e.g., Del Bello et al., 2015; Capponi et al., 2016). 実際にはマグマでは結晶化や脱ガスに伴う粘性変化など、間歇泉とは異なる物理過程が想定されるが、火道の形状変化による火道内圧力および気泡形成プロセスの変化が流動状態に与える影響という点

で共通点を見出すことができるかもしれない。

Table. 5.1: 供給源の深さ，上昇経路内の熱水温度，噴出高が推定された間歇泉のリスト．

Name	Source depth (m)	Observed depth (m)	Water temperature (°C)	Boiling point (°C)	Eruption height (m)	Reference
Old Faithful Geyser	20	21	120	92	40	Kieffer (1984)
Shikabe Geyser	20-27.2	20	114	100	15	Vandemeulebrouck et al. (2013)
Strokkur Geyser	23.7	18	120	100	30	Tsuge et al. (2023)
						Walter et al. (2020)
						Eibl et al. (2021)
Great Geysir		20	120	100	80	Walter et al. (2020)
El Jefe Geyser	5-10	1.7	90.5	85	2	Munoz-Saez et al. (2015a, b)
Vega Rinconada Geyser		6.1	95	85	1	Munoz-Saez et al. (2015a)
Velikan Geyser		5	105	98	20	Kiryukhin (2016)

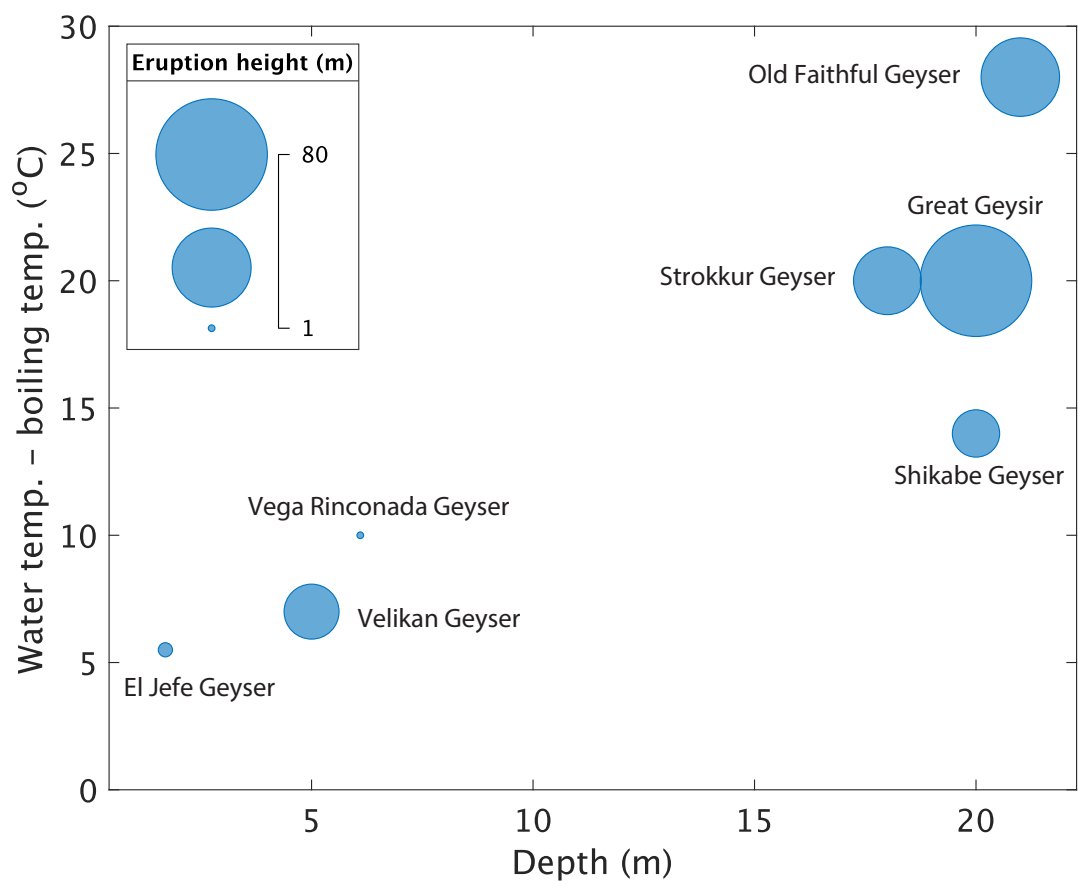


Fig. 5.1: 上昇経路内において熱水温度が測定された深さと熱水温度との関係. 温度は測定温度と大気圧での沸点との差を示している. バブルの大きさは噴出高を示す.

第 6 章

結論

- しかべ間歇泉で地上観測および管内の観測を行うことによって、熱水供給条件と上昇経路内の熱力学・流体力学プロセスについて明らかにした。
- しかべ間歇泉の熱水供給域は噴出口から 20 m 以深に存在し、熱水供給プロセスはダルシー流でよく説明できることがわかった。
- 管内の映像観測から、噴出路に管浅部だけでなく深部でも急速に発泡が進展する様子を捉えることに成功した。また、化学分析と熱力学的な検討から、熱水中に溶解する CO_2 がその分圧によって飽和温度を下げることで管深部の発泡に寄与するとわかった。
- 噴出路には管周辺の帯水層における亀裂や空隙内でも気泡の発生と膨張が生じることで、管内への熱水の過剰供給を引き起こしている可能性がある。
- しかべ間歇泉の噴出の駆動プロセスは上昇駆動型の減圧沸騰モデルで説明できるが、帯水層内における気泡の形成と膨張によって管内への過剰供給を生じ、噴出強度の維持に寄与する点で、バブルトラップモデルの側面を持つ。
- しかべ間歇泉における約 4 年間の観測データを用いて、噴出周期の特徴や時間変化の傾向を様々な時間スケールで調査した。その結果、短期的には噴出周期は海洋潮位や気圧変化に影響され、長期的には帯水層パラメータの影響を受けることが示唆された。
- しかべ間歇泉の概念モデルに基づいて噴出周期の数理モデルを構築した。数理モデルに基づいた解析によって、長期的な噴出周期の時間変化を説明する静止水頭および浸透率の変化量を推定した。
- 管路および帯水層の気液二相流シミュレーターである T2Well/ECO2N を用いて、特定の境界条件の組み合わせの場合に水と CO_2 の減圧発泡による間欠的な噴出を再現した。
- シミュレーションによって、しかべ間歇泉で見られる噴出サイクルの典型的

な特徴をよく再現したとともに、推定した噴出ダイナミクスや周期変化メカニズムの妥当性を支持した。

- シミュレーションで得られたパラメータの時空間発展に基づいて、噴出の進展と停止を支配する物理メカニズムを提案した。
- 本研究の結果と先行研究で得られた知見を整理し、地熱地域において間歇泉が発生し得る水理学的特徴について議論した。

Appendix 水と CO₂ による気相質量分率の導出

4.5.1 節における式 4.27 の導出過程を示す．導出方法は主に Thialgalingam et al. (2017) に基づいている．

まず，水と CO₂ の混合流体において，飽和圧力は式 4.24 のように水の飽和蒸気圧と CO₂ の分圧の和で表せる．

$$P_{total} = P_{H_2O}^{sat}(T) + P_{CO_2}(T, X_L^{CO_2}) \quad (A.1)$$

ここで， $P_{H_2O}^{sat}$ は水の飽和蒸気圧， P_{CO_2} は CO₂ の分圧である． $X_l^{CO_2}$ は液相に含まれる CO₂ の質量分率であり，ヘンリーの法則を用いて以下のように計算できる．

$$X_l^{CO_2} = \frac{\frac{P^{CO_2}}{k_H} M^{CO_2}}{\frac{P^{CO_2}}{k_H} M^{CO_2} + \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{k_H}\right) M^{H_2O}} \quad (A.2)$$

ここで， M^{H_2O} と M^{CO_2} はそれぞれ H₂O と CO₂ の分子量である．気相中の CO₂ の質量分率はドルトンの法則から以下ようになる．

$$X_g^{CO_2} = \frac{P^{CO_2}}{P} \quad (A.3)$$

また，液相中の水の質量分率は

$$X_l^{H_2O} = \frac{m_l^{H_2O}}{m_l^{H_2O} + m_l^{CO_2}} \quad (A.4)$$

と定義できるため，同様に液相中の CO₂ の質量分率は

$$X_l^{CO_2} = \frac{m_l^{CO_2}}{m_l^{H_2O} + m_l^{CO_2}} \quad (A.5)$$

と表せる．よって，

$$\frac{m_l^{H_2O}}{m_l^{CO_2}} = \frac{X_l^{H_2O}}{1 - X_l^{H_2O}} = \frac{X_l^{H_2O}}{X_l^{CO_2}} \quad (A.6)$$

同様にして以下の関係を得る.

$$\frac{m_g^{H_2O}}{m_g^{CO_2}} = \frac{X_g^{H_2O}}{X_g^{CO_2}} \quad (A.7)$$

式 A.6 と式 A.7 を組み合わせることによって,

$$\frac{m_l^{H_2O}}{m_g^{H_2O}} = \frac{m_l^{CO_2}}{m_g^{CO_2}} \frac{X_l^{H_2O}}{X_l^{CO_2}} \frac{X_g^{CO_2}}{X_g^{H_2O}} \quad (A.8)$$

次に, CO_2 のクオリティは

$$x^{CO_2} = \frac{m_g^{CO_2}}{m_g^{CO_2} + m_l^{CO_2}} = \frac{1}{1 + \frac{m_l^{CO_2}}{m_g^{CO_2}}} \quad (A.9)$$

と定義できるため, これを用いて $m_l^{CO_2}/m_g^{CO_2}$ に $(1 - x^{CO_2})/x^{CO_2}$ を代入すると, 式 A.8 は以下のように変形できる.

$$\frac{m_l^{H_2O}}{m_g^{H_2O}} = \frac{1 - x^{CO_2}}{x^{CO_2}} \frac{1 - X_l^{CO_2}}{X_l^{CO_2}} \frac{X_g^{CO_2}}{1 - X_g^{CO_2}} \quad (A.10)$$

ここで, 水蒸気のクオリティは CO_2 のクオリティと同様に以下のように定義される.

$$x^{H_2O} = \frac{m_g^{H_2O}}{m_g^{H_2O} + m_l^{H_2O}} = \frac{1}{1 + \frac{m_l^{H_2O}}{m_g^{H_2O}}} \quad (A.11)$$

式 A.8 を式 A.11 に代入することによって, 水蒸気のクオリティは以下のように修正できる.

$$x^{H_2O} = \frac{x^{CO_2} X_l^{CO_2} (1 - X_g^{CO_2})}{x^{CO_2} X_l^{CO_2} (1 - X_g^{CO_2}) + X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2}) (1 - x^{CO_2})} \quad (A.12)$$

次に, CO_2 のクオリティをヘンリーの法則から導出する.

$$\frac{P^{CO_2}}{K_H} = \frac{\frac{G^{CO_2}(1-x^{CO_2})}{M^{CO_2}}}{\frac{G^{CO_2}(1-x^{CO_2})}{M^{CO_2}} + \frac{G^{H_2O}(1-x^{H_2O})}{M^{H_2O}}} \quad (A.13)$$

ここで, G^{CO_2} と G^{H_2O} はそれぞれ総 CO_2 質量流量, 総 H_2O 質量流量である. これらは水と CO_2 の混合流体の質量流量 G に関連して, CO_2 の総質量分率 (液相

および気相中) $X_{tot}^{CO_2}$ を用いて $G^{CO_2} = X_{tot}^{CO_2}G$ と $G^{H_2O} = (1 - X_{tot}^{CO_2})G$ と表せることを利用して、式 A.12 は以下のように修正できる。

$$\frac{P^{CO_2}}{K_H} = \frac{\frac{X_{tot}^{CO_2}(1-x^{CO_2})}{M^{CO_2}}}{\frac{X_{tot}^{CO_2}(1-x^{CO_2})}{M^{CO_2}} + \frac{(1-X_{tot}^{CO_2})(1-x^{H_2O})}{M^{H_2O}}} \quad (A.14)$$

式 A.12 の水蒸気のクオリティを代入すれば、以下のような x^{CO_2} に関する二次方程式を得る。

$$\begin{aligned} (x^{CO_2})^2 + x^{CO_2} & \left[\frac{X_l^{CO_2}(1 + X_g^{CO_2}) - 2X_g^{CO_2}}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \right. \\ & \left. + \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2}) X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{(X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}) X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \right] \\ & + \left(1 - \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2})}{X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \right) \times \frac{X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} = 0 \quad (A.15) \end{aligned}$$

上式を解くと、以下の解が得られる。

$$\begin{aligned} x^{CO_2} = & 0.5 \left[\frac{X_l^{CO_2}(1 + X_g^{CO_2}) - 2X_g^{CO_2}}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \right. \\ & \left. + \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2}) X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{(X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}) X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \right] \\ & - 0.5 \left\{ \left[\frac{X_l^{CO_2}(1 + X_g^{CO_2}) - 2X_g^{CO_2}}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2}) X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{(X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}) X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \right]^2 \right. \\ & \left. - 4 \frac{X_g^{CO_2} (1 - X_l^{CO_2})}{X_g^{CO_2} - X_l^{CO_2}} \left(1 - \frac{\frac{P^{CO_2}}{K_H} \frac{M^{CO_2}}{M^{H_2O}} (1 - X_{tot}^{CO_2})}{X_{tot}^{CO_2} \left(1 - \frac{P^{CO_2}}{K_H}\right)} \right) \right\}^{0.5} \quad (A.16) \end{aligned}$$

総クオリティは以下ようになる.

$$\begin{aligned}
x &= \frac{m_g^{H_2O} + m_g^{CO_2}}{m_g^{H_2O} + m_l^{H_2O} + m_g^{CO_2} + m_l^{CO_2}} \\
&= \frac{m_g^{CO_2} \left(1 + \frac{m_g^{H_2O}}{m_g^{CO_2}}\right)}{\left(\frac{m_g^{H_2O} + m_l^{H_2O}}{m_g^{CO_2} + m_l^{CO_2}} + 1\right) (m_g^{CO_2} + m_l^{CO_2})} \\
&= \frac{\frac{x^{CO_2}}{X_g^{H_2O}}}{\frac{1}{x^{H_2O}} \frac{m_g^{H_2O}}{m_g^{CO_2} + m_l^{CO_2}} + 1} \tag{A.17}
\end{aligned}$$

ここで,

$$\frac{m_g^{H_2O}}{m_g^{CO_2} + m_l^{CO_2}} = x^{CO_2} \frac{m_g^{H_2O}}{m_g^{CO_2}} = x^{CO_2} \frac{X_g^{H_2O}}{1 - X_g^{H_2O}} \tag{A.18}$$

の関係を代入すれば,

$$x(z) = \frac{x^{CO_2} x^{H_2O}}{x^{CO_2} + X_g^{CO_2} (x^{H_2O} - x^{CO_2})} \tag{A.19}$$

と求められる.

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員の青山裕教授には修士課程からの5年間の長きにわたり厚いご指導を頂きました。しかべ間歇泉での観測やデータの解析、解釈にとどまらず、論文執筆に至るまで、多岐にわたって教えて頂きました。また、たびたび他の研究者の方々と繋げて頂くなど、挙げればきりがありませんが、私が研究に最大限取り組めるように様々な配慮を頂きました。これまで青山教授と多くの議論や試行錯誤を通して様々な観測を実施し、しかべ間歇泉の研究に取り組んだことは、私にとって単に技術や知識を身につけるだけでなく、研究の面白さや取り組む姿勢などを大いに学ぶ経験となりました。これまでの研究生活で学んだことを忘れず、今後の研究に活かし火山学の発展に貢献したいと思います。

北海道大学の高橋浩晃教授、田中良助教、東北大学の西村太志教授、東京工業大学の野上健治教授には博士論文の副査を引き受けて頂きました。

北海道大学地震火山研究観測センター、地下構造研究分野の橋本武志教授には、火山ゼミや地下構造ゼミ等でたびたび結果の解釈や、研究の方針について多くの助言を頂きました。火山活動研究分野の田中良助教には、日々の研究活動をはじめとして観測や学会など、あらゆる場面でお世話になりました。特に熱水流動や気液二相流の現象やモデリングに関して多くの議論をさせて頂き、研究を推し進める上で非常に有意義でした。また、私が意気消沈している時は大変激励を頂きました。大島弘光先生には学部4年時に指導教員として、研究や観測への姿勢など多くのご指導を頂いただけでなく、大学院進学後もボーリングの現場に携わる機会を作ってくださるなど、しばしば気にかけて取り計らって頂きました。村上亮研先生には火山ゼミ等で観測や研究内容について助言を頂きました。山中悠資講師には数値計算等についてのアドバイスや激励を頂きました。同センターの高橋浩晃教授、谷岡勇市郎教授、大園真子准教授、勝俣啓准教授、西村祐一准教授、村井芳夫准教授には雑誌会や談話会で助言を頂き、また日々の生活やセンター行事等で大変お世話になりました。

しかべ間歇泉の観測研究では、多くの方々にご協力を頂きました。技術職

員の鈴木敦生氏、一柳昌義氏には現地観測に同行頂き、高田真秀氏には技術面でアドバイスを頂きました。北大地震火山センター卒業生の近内雪乃氏（現・仙台管区气象台）には現地観測でご協力頂きました。株式会社大地コンサルタントの村田氏と中里氏には間歇泉の浚渫工事に関する情報を提供して頂きました。株式会社アクアジオテクノの秋田藤夫氏および加藤和彦氏をはじめとする技師の方々には間歇泉の浚渫工事でお世話になり、そしてボアホールカメラを用いた井戸内の映像データを提供頂きました。ボアホールカメラの映像で確認した井戸内の状態と深部での気泡発生の様子は、これまで私がしかべ間歇泉の噴出に持っていたイメージを大きく変えた、非常に印象深い記憶として残っています。東京工業大学の野上健治教授には現地での温泉水とガスの採取、そして分析を実施して頂きました。また、化学の観点からしかべ間歇泉の発泡プロセスについて議論させて頂き、また投稿論文執筆の際にはアドバイスを頂きました。東北大学の西村太志教授には、しかべ間歇泉や鬼首間歇泉での観測でお世話になっただけでなく、学会発表や火山コンソーシアムの実習等でも様々なアドバイスを頂きました。そして、何より道の駅しかべ間歇泉公園の田中様をはじめとする従業員の方々、また鹿部町役場の方々には、しかべ間歇泉での観測をご快諾頂き、これまでの連続観測を通して観測機器の維持や井戸内の観測実施に関して多大なご配慮を頂きました。しかべ間歇泉の観測研究は、非常に多くの方々にご協力を頂き、支えられてきたことで遂行できたと実感します。

北海道渡島総合振興局函館建設管理部事業課の加藤様には折戸川の河川水位データを提供頂きました。北海道駒ヶ岳周辺の GNSS 基線長データは防災科学技術研究所の火山観測データ一元化共有システム（JVNDN システム）から参照しました。作図には、MATLAB 2022b (MathWorks), Generic Mapping Tools version 6 (Wessel et al., 2019), そして Matplotlib (Hunter, 2007) を使用しました。

事務室の中村元美さん、福田美波さん、森奈津子さん、小林康子さんには出張時や研究費の使用に関わる事務手続き等でお世話になりました。技術職員の岡田和見さん、山口照寛さんには観測やセンター行事の際にお世話になりました。安田裕紀博士（現・東京大学）や中島悠貴博士（現・札幌管区气象台）、及川元己博士（現・防災科学技術研究所）には研究や日々の生活の中で多くのアドバイスや激励を頂きました。京都大学防災研究所の山田大志助教には学会でたびたび声をかけて頂き、研究に関する議論を通して多くの刺激を受けました。東京工業大学の成田翔平助教には学部・修士課程からお世話になっただけでなく、私の博士生活を通してたびたび気にかけて頂きました。井上智裕博士（現・九州大学）には

研究に関する議論や研究室生活など様々な場面でお世話になりました。また、所属研究室の学生の皆様には研究に関する議論や日々の学生生活で支えられました。西川空良さんには特に数値流体力学や火道流の理論に関して、青山健太郎さんには地下構造ゼミなどを通して地下水流動や岩石の電気伝導に関して多くの議論をさせて頂きました。中垣達也さんと Tatok Yatimantoro さんには、同じ院生室の博士学生として多くの励ましを頂きました。Rinda Nita Ratnasari さんには、同期の博士学生として日々の会話を通して大きく支えられ、それは私が研究に励む上でのモチベーションの維持に繋がりました。最後に、長きにわたり陰ながら支えてくれた両親、親戚に感謝します。ここに記し、私がお世話になった全ての方々に厚く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Adelstein, E., Tran, A., Saez, C. M., Shteinberg, A., Manga, M. (2014). Geyser preplay and eruption in a laboratory model with a bubble trap. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 285, 129–135. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.08.005>.
- [2] Akbar, S., Fathianpour, N., Al Khoury, R. (2016). A finite element model for high enthalpy two-phase flow in geothermal wellbores. *Renewable Energy*, 94, 223–236. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.03.034>.
- [3] Akin, T., Kargı, H. (2019). Modeling the geochemical evolution of fluids in geothermal wells and its implication for sustainable energy production. *Geothermics*, 77, 115–129. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2018.09.003>.
- [4] アクアジオテクノ. (2014). しかべ間歇泉公園現存泉調査業務報告書.
- [5] アクアジオテクノ. (2021). 鹿部町間歇泉源井戸調査報告書.
- [6] Ardid, A., Vera, E., Kelly, C., Manga, M., Munoz-Saez, C., Maksymowicz, A., Ortega-Culaciati, F. (2019). Geometry of geyser plumbing inferred from ground deformation. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(1), 1072–1083. <https://doi.org/10.1029/2018JB016454>.
- [7] Bear, J. (1979). *Hydraulics of Groundwater*. New York: McGraw-Hill.
- [8] Belousov, A., Belousova, M., Nechayev, A. (2013). Video observations inside conduits of erupting geysers in Kamchatka, Russia, and their geological framework: Implications for the geyser mechanism. *Geology*, 41(4), 387–390. <https://doi.org/10.1130/G33366.1>.

- [9] Bertram, C. D., Pedley, T. J. (1982). A mathematical model of unsteady collapsible tube behaviour. *Journal of Biomechanics*, 15(1), 39–50. [https://doi.org/10.1016/0021-9290\(82\)90033-1](https://doi.org/10.1016/0021-9290(82)90033-1).
- [10] Birch, F., Kennedy, G. C. (1972). Notes on geyser temperatures in Iceland and Yellowstone National Park. *Geophysical Monograph Series*, 16, 329–336. <https://doi.org/10.1029/GM016p0329>.
- [11] Brandenbourger, M., Dorbolo, S., Texier, B. D. (2019). Toy geyser experiment: periodicity, operating conditions and coupling. *European Journal of Physics*, 40(2), 025803. <http://doi.org/10.1088/1361-6404/aafbf4>.
- [12] Brennen, C.E. (1995). *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press.
- [13] Brilliantov, N. V., Schmidt, J., Spahn, F. (2008). Geysers of Enceladus: Quantitative analysis of qualitative models. *Planetary and Space Science*, 56(12), 1596–1606. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.06.007>.
- [14] Brodsky, E. E., Roeloffs, E., Woodcock, D., Gall, I., Manga, M. (2003). A mechanism for sustained groundwater pressure changes induced by distant earthquakes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B8). <https://doi.org/10.1029/2002JB002321>.
- [15] Bryan, T. S. (2008). *The geysers of Yellowstone*, Fourth Edition. University press of Colorado.
- [16] Bunsen, R.W., 1847. Physikalische Beobachtungen über die hauptsächlichsten Geisir Islands. *Ann. Phys. Chem.* 83, 159–170. <https://doi.org/10.1002/andp.18471480911>.
- [17] Cai, Y., Lei, H., Feng, G., Cui, Y., Bai, B., Li, X., Zheng, C. (2021). Modeling of CO₂-driven cold-water geyser in the north-east Qinghai-Tibet plateau. *Journal of Hydrology*, 598, 125733. <https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2020.125733>.
- [18] Cancelli, C., Pedley, T. J. (1985). A separated-flow model for collapsible-tube oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 157, 375–404.

<https://doi.org/10.1017/S0022112085002427>.

- [19] Capponi, A., Taddeucci, J., Scarlato, P., Palladino, D. M. (2016). Recycled ejecta modulating Strombolian explosions. *Bulletin of Volcanology*, 78, 1–13. <https://doi.org/10.1007/s00445-016-1001-z>.
- [20] Carroll, J. J., Slupsky, J. D., Mather, A. E. (1991). The solubility of carbon dioxide in water at low pressure. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 20(6), 1201–1209.
- [21] 地質調査所. (1967). 5 万分の 1 鹿部地質図幅説明書, 鹿部.
- [22] Ciraula, D. A., Carr, B. J., Sims, K. W. W. (2023a). Geophysical imaging of the shallow geyser and hydrothermal reservoir structures of Spouter Geyser, Yellowstone National Park: Geyser Dynamics I. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 128(2), e2022JB024417. <https://doi.org/10.1029/2022JB024417>.
- [23] Ciraula, D. A., Carr, B. J., Sims, K. W. W. (2023b). Time-Lapse Geophysical Investigation of Geyser Dynamics at Spouter Geyser, Yellowstone National Park: Geyser Dynamics II. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 128(2), e2022JB024426. <https://doi.org/10.1029/2022JB024426>.
- [24] Cros, E., Roux, P., Vandemeulebrouck, J., Kedar, S. (2011). Locating hydrothermal acoustic sources at Old Faithful Geyser using matched field processing. *Geophysical Journal International*, 187(1), 385–393. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05147.x>.
- [25] Del Bello, E., Lane, S. J., James, M. R., Llewellyn, E. W., Taddeucci, J., Scarlato, P., Capponi, A. (2015). Viscous plugging can enhance and modulate explosivity of strombolian eruptions. *Earth and Planetary Science Letters*, 423, 210–218. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.04.034>.
- [26] Doran, H. R., Renaud, T., Falcone, G., Pan, L., Verdin, P. G. (2021). Modelling an unconventional closed-loop deep borehole heat exchanger (DBHE): sensitivity analysis on the Newberry volcanic setting. *Geothermal Energy*, 9(1), 1–24. <https://doi.org/10.1186/s40517-021-00185-0>.

- [27] Eibl, E. P., Hainzl, S., Vesely, N. I., Walter, T. R., Jousset, P., Hersir, G. P., and Dahm, T. (2020). Eruption interval monitoring at Strokkur geyser, Iceland. *Geophysical Research Letters*, 47(1), e2019GL085266. <https://doi.org/10.1029/2019GL085266>.
- [28] Eibl, E. P., Müller, D., Walter, T. R., Allahbakhshi, M., Jousset, P., Hersir, G. P., Dahm, T. (2021). Eruptive cycle and bubble trap of Strokkur geyser, Iceland. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(4), e2020JB020769. <https://doi.org/10.1029/2020JB020769>.
- [29] Fagan, W. F., Swain, A., Banerjee, A., Ranade, H., Thompson, P., Staniczenko, P. P., Flynn, B., Hungerford, J., Hurwitz, S. (2022). Quantifying Interdependencies in Geyser Eruptions at the Upper Geyser Basin, Yellowstone National Park. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 127(8), e2021JB023749. <https://doi.org/10.1029/2021JB023749>.
- [30] Fournier, N., Witham, F., Moreau-Fournier, M., Bardou, L. (2009). Boiling Lake of Dominica, West Indies: High-temperature volcanic crater lake dynamics. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 114(B2). <https://doi.org/10.1029/2008JB005773>.
- [31] Freeze, R. A., Cherry, J. A. (1979). *Groundwater*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall.
- [32] 富士総合研究所編. (1995). 管路内の流れのシミュレーションプログラム. 丸善, p.337.
- [33] 福富孝治. (1942a). 伊豆にある二種類の定常沸騰泉. *地震*, 第 1 輯, 14 (2), 33–45. <https://doi.org/10.14834/zisin1929.14.33>.
- [34] 福富孝治. (1942b). 間歇泉噴騰の一新機構に就いて (其の一). *地震*, 第 1 輯, 14 (7), 159–174. https://doi.org/10.14834/zisin1929.14.7_159.
- [35] 福富孝治. (1942c). 間歇泉噴騰の一新機構に就いて (其の二). *地震*, 第 1 輯, 14 (8), 189–202. https://doi.org/10.14834/zisin1929.14.8_189.
- [36] 福富孝治, 藤木忠美, 須川明, 和田昭夫, 伊藤公介. (1963). 4. 北海道, 鹿部温泉の調査. *北海道大学地球物理学研究報告*, 10, 43–59.

<http://hdl.handle.net/2115/13847>.

- [37] Furushima, Y., Nagao, M., Suzuki, A., Yamamoto, H., Maruyama, T. (2009). Periodic behavior of the bubble jet (geyser) in the Taketomi submarine hot springs of the southern part of Yaeyama Archipelago, Japan. *Marine Technology Society Journal*, 43(3), 13–22. <https://doi.org/10.4031/MTSJ.43.3.1>.
- [38] 早川福利, 横山英二, 和気徹. (1970). 亀田半島鹿部地区の地熱構造について. 地下資源調査所報告, (41), 35–49.
- [39] Han, W.S., Lu, M., McPherson, B.J., Keating, E.H., Moore, J., Park, E., Watson, Z.T., Jung, N.H. (2013). Characteristics of CO₂-driven cold-water geyser, Crystal Geyser in Utah: experimental observation and mechanism analyses. *Geofluids* 13 (3), 283–297. <https://doi.org/10.1111/gfl.12018>.
- [40] Hayba, D. O., Ingebritsen, S. E. (1994). The computer model Hydrotherm, a three-dimensional finite-difference model to simulate groundwater flow and heat transport in the temperature range of 0 to 1,200 degrees C (No. 94-4045). US Geological Survey; USGS Earth Science Information Center, Open-File Reports Section.
- [41] Honda, K., Terada, T. (1906). On the geyser in Atami, Japan. *Physical Review (Series I)*, 22(5), 300. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSeriesI.22.300>.
- [42] Husen, S., Taylor, R., Smith, R. B., Healsen, H. (2004). Changes in geyser eruption behavior and remotely triggered seismicity in Yellowstone National Park produced by the 2002 M 7.9 Denali fault earthquake, Alaska. *Geology*, 32(6), 537–540. <https://doi.org/10.1130/G20381.1>.
- [43] Hunter, J. D. (2007). Matplotlib: A 2D graphics environment. *Computing in science & engineering*, 9(03), 90–95. <https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.55>.
- [44] Hurwitz, S., Clor, L. E., McCleskey, R. B., Nordstrom, D. K., Hunt, A. G., Evans, W. C. (2016). Dissolved gases in hydrothermal (phreatic) and geyser eruptions at Yellowstone National Park, USA. *Geology*, 44(3), 235–

238. <https://doi.org/10.1130/G37478.1>.

- [45] Hurwitz, S., Harris, R. N., Werner, C. A., Murphy, F. (2012a). Heat flow in vapor dominated areas of the Yellowstone Plateau Volcanic Field: Implications for the thermal budget of the Yellowstone Caldera. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B10). <https://doi.org/10.1029/2012JB009463>.
- [46] Hurwitz, S., Hunt, A. G., Evans, W. C. (2012b). Temporal variations of geyser water chemistry in the Upper Geyser Basin, Yellowstone National Park, USA. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 13(12). <https://doi.org/10.1029/2012GC004388>.
- [47] Hurwitz, S., Kumar, A., Taylor, R., Heasler, H. (2008). Climate-induced variations of geyser periodicity in Yellowstone National Park, USA. *Geology*, 36(6), 451–454. <https://doi.org/10.1130/G24723A.1>.
- [48] Hurwitz, S., Manga, M. (2017). The fascinating and complex dynamics of geyser eruptions. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 45, 31–59. <https://doi.org/10.1146/annurev-earth-063016-015605>.
- [49] Hurwitz, S., Manga, M., Campbell, K.A., Munoz-Saez, C., Eibl, E.P. (2021). Why study geysers? *Eos* 102. <https://doi.org/10.1029/2021EO161365>.
- [50] Hurwitz, S., Shelly, D. R. (2017). Illuminating the voluminous subsurface structures of Old Faithful geyser, Yellowstone National Park. *Geophysical Research Letters*, 44(20), 10328–10338. <https://doi.org/10.1002/2017GL075833>.
- [51] Hurwitz, S., Sohn, R. A., Luttrell, K., Manga, M. (2014). Triggering and modulation of geyser eruptions in Yellowstone National Park by earthquakes, earth tides, and weather. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(3), 1718–1737. <https://doi.org/10.1002/2013JB010803>.
- [52] Hutchinson, R. A. (1985). Hydrothermal changes in the Upper Geyser Basin, Yellowstone National Park, after the 1983 Borah Peak, Idaho, earthquake, U.S. Geol. Surv. Open File Rep., 85–290, 612–624.

- [53] Hutchinson, R. A., Westphal, J. A., Kieffer, S. W. (1997). In situ observations of Old Faithful geyser. *Geology*, 25(10), 875–878. [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1997\)025;0875:ISOOOF;2.3.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1997)025;0875:ISOOOF;2.3.CO;2).
- [54] Ingebritsen, S. E., Rojstaczer, S. A. (1993). Controls on geyser periodicity. *Science*, 262(5135), 889–892. <http://doi.org/10.1126/science.262.5135.889>.
- [55] Ingebritsen, S. E., Rojstaczer, S. A. (1996). Geyser periodicity and the response of geysers to deformation. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B10), 21891–21905. <https://doi.org/10.1029/96JB02285>.
- [56] Ingebritsen, S. E., Sanford, W. E., Neuzil, C. E. (2006). *Groundwater in geologic processes*. Cambridge University Press, p.536.
- [57] Jamero, J., Zarrouk, S. J., Mroczek, E. (2018). Mineral scaling in two-phase geothermal pipelines: Two case studies. *Geothermics*, 72, 1–14. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2017.10.015>.
- [58] Johnson, C. W., Fu, Y., Bürgmann, R. (2017). Seasonal water storage, stress modulation, and California seismicity. *Science*, 356(6343), 1161–1164. <https://doi.org/10.1126/science.aak9547>.
- [59] Jung, Y., Pau, G. S. H., Finsterle, S., Pollyea, R. M. (2017). TOUGH3: A new efficient version of the TOUGH suite of multiphase flow and transport simulators. *Computers & Geosciences*, 108, 2–7. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2016.09.009>.
- [60] Jung, Y., Pau, G. S. H., Finsterle, S., Doughty, C. (2018). *TOUGH3 user's guide*. University of California, Berkeley, 31.
- [61] Karlstrom, L., Hurwitz, S., Sohn, R., Vandemeulebrouck, J., Murphy, F., Rudolph, M. L., Johnson, M. J. S., Manga, M., McCleskey, R. B. (2013). Eruptions at lone star geyser, Yellowstone National Park, USA: 1. Energetics and eruption dynamics. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(8), 4048–4062. <https://doi.org/10.1002/jgrb.50251>.
- [62] 川端博. (1950). 別府温泉の潮位による湧出量泉温の變化に就いて. 地球物

- 理, 8 (2–4), 47–50. <http://hdl.handle.net/2433/178344>.
- [63] Kedar, S., Kanamori, H., Sturtevant, B. (1998). Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geyser. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 103(B10), 24283–24299. <https://doi.org/10.1029/98JB01824>.
- [64] Kedar, S., Sturtevant, B., Kanamori, H. (1996). The origin of harmonic tremor at Old Faithful geyser. *Nature*, 379(6567), 708–711. <https://doi.org/10.1038/379708a0>.
- [65] Khasani, Deendarlianto, Itoi, R. (2021). Numerical study of the effects of CO₂ gas in geothermal water on the fluid-flow characteristics in production wells. *Engineering applications of computational fluid mechanics*, 15(1), 111–129. <https://doi.org/10.1080/19942060.2020.1862709>.
- [66] Kieffer, S. W. (1984). Seismicity at Old Faithful Geyser: An isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 22(1–2), 59–95. [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(84\)90035-0](https://doi.org/10.1016/0377-0273(84)90035-0).
- [67] Kieffer, S. W. (1989). Geologic nozzles. *Reviews of Geophysics*, 27(1), 3–38. <https://doi.org/10.1029/RG027i001p00003>.
- [68] Kiryukhin, A. (2016). Modeling and observations of geyser activity in relation to catastrophic landslides-mudflows (Kronotsky nature reserve, Kamchatka, Russia). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 323, 129–147. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2016.05.008>.
- [69] Kiryukhin, A. V., Karpov, G. (2020). A CO₂-driven gas lift mechanism in Geyser Cycling (Uzon Caldera, Kamchatka). *Geosciences*, 10(5), 180. <https://doi.org/10.3390/geosciences10050180>.
- [70] Ladd, B. S., Ryan, M. C. (2016). Can CO₂ trigger a thermal geyser eruption? *Geology*, 44(4), 307–310. <https://doi.org/10.1130/G37588.1>.
- [71] Landa, P. S., Vlasov, D. A. (2007). Geyser as a self-oscillatory system. *Doklady Mathematics*, 76, 623–628. <https://doi.org/10.1134/S1064562407040369>.

- [72] Landa, P., Vlasov, D. (2009). The geyser as a self-oscillatory system. Randomness or dynamical chaos?. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, 223(5), 1103–1111. <https://doi.org/10.1243/09544062JMES1089>.
- [73] Leon, A. S. (2016). Mathematical models for quantifying eruption velocity in degassing pipes based on exsolution of a single gas and simultaneous exsolution of multiple gases. Journal of Volcanology and Geothermal Research, 323, 72–79. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2016.05.005>.
- [74] Liu, C. N., Lin, F. C., Manga, M., Farrell, J., Wu, S. M., Reed, M. H., Barth, A., Hungerford, J., White, E. (2023). Thumping Cycle Variations of Doublet Pool in Yellowstone National Park, USA. Geophysical Research Letters, 50(4), e2022GL101175. <https://doi.org/10.1029/2022GL101175>.
- [75] Lu, X., Kieffer, S. W. (2009). Thermodynamics and mass transport in multicomponent, multiphase H₂O systems of planetary interest. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 37, 449–477. <https://doi.org/10.1146/annurev.earth.031208.100109>.
- [76] Lu, X., Watson, A., Gorin, A. V., Deans, J. (2005). Measurements in a low temperature CO₂-driven geysering well, viewed in relation to natural geysers. Geothermics, 34(4), 389–410. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2005.05.001>.
- [77] Lu, X., Watson, A., Gorin, A. V., Deans, J. (2006). Experimental investigation and numerical modelling of transient two-phase flow in a geysering geothermal well. Geothermics, 35(4), 409–427. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2006.07.001>.
- [78] Mackenzie, G. (1811). Travels in the Island of Iceland, Edinburgh, vol. 27. Alam and Company, Edinburgh.
- [79] Manga, M., Brodsky, E. (2006). Seismic triggering of eruptions in the far field: Volcanoes and geysers. Annu. Rev. Earth Planet. Sci, 34, 263–291. <https://doi.org/10.1146/annurev.earth.34.031405.125125>.
- [80] Manga, M., Beresnev, I., Brodsky, E. E., Elkhoury, J. E., Elsworth, D.,

- Ingebritsen, S. E., Mays, D. C., Wang, C. Y. (2012). Changes in permeability caused by transient stresses: Field observations, experiments, and mechanisms. *Reviews of Geophysics*, 50(2).
- [81] Mason, B. G., Pyle, D. M., Dade, W. B., Jupp, T. (2004). Seasonality of volcanic eruptions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 109(B4). <https://doi.org/10.1029/2002JB002293>.
- [82] Matthews, A. J., Barclay, J., Carn, S., Thompson, G., Alexander, J., Herd, R., Williams, C. (2002). Rainfall-induced volcanic activity on Montserrat. *Geophysical Research Letters*, 29(13), 22-1–22-4. <https://doi.org/10.1029/2002GL014863>.
- [83] 松波武雄, 岡崎紀俊, 秋田藤夫. (1995). 北海道駒ヶ岳地域の熱水系について. 地下資源調査所報告, (67), 1–40.
- [84] 松葉谷治, 酒井均, 上田晃, 堤真, 日下部実, 佐々木昭. (1978). 北海道の温泉ならびに火山についての同位体化学的調査報告. 岡山大学温泉研究所報告, 47, 55–67. <https://doi.org/10.18926/21194>.
- [85] Matsumoto, M., Itoi, R., Fujimitsu, Y. (2021). Theoretical study of conditions for generation of periodic wellbore flow due to inflow of a lower-enthalpy fluid. *Geothermics*, 89, 101948. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2020.101948>.
- [86] Matsumoto, K., Takanezawa, T., and Ooe, M. (2000). Ocean Tide Models Developed by Assimilating TOPEX/POSEIDON Altimeter Data into Hydrodynamical Model: A Global Model and a Regional Model Around Japan, *Journal of Oceanography*, 56, 567–581. <https://doi.org/10.1023/A:1011157212596>.
- [87] Mauk, F. J., Johnston, M. J. S. (1973). On the triggering of volcanic eruptions by Earth tides. *Journal of Geophysical Research*, 78(17), 3356–3362. <https://doi.org/10.1029/JB078i017p03356>.
- [88] Miller, C. (1980). Wellbore User's Manual, Lawrence Berkley Laboratory, University of California, p.48.

- [89] 盛田元彰, 梅澤修. (2016). 地熱熱水輸送用炭素鋼管に付着するスケール形成過程のモデル化. 日本金属学会誌, 80 (5), 309–316. <https://doi.org/10.2320/jinstmet.J2015051>.
- [90] Munoz-Saez, C., Manga, M., Hurwitz, S., Rudolph, M. L., Namiki, A., Wang, C. Y. (2015). Dynamics within geyser conduits, and sensitivity to environmental perturbations: Insights from a periodic geyser in the El Tatio geyser field, Atacama Desert, Chile. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 292, 41–55. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2015.01.002>.
- [91] Munoz-Saez, C., Namiki, A., Manga, M. (2015). Geyser eruption intervals and interactions: examples from El Tatio, Atacama, Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120(11), 7490–7507. <https://doi.org/10.1002/2015JB012364>.
- [92] 中山泰喜. (2011). 新編 流体の力学. 養賢堂, p.297.
- [93] Namiki, A., Muñoz-Saez, C., Manga, M. (2014). El Cobreloa: A geyser with two distinct eruption styles. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(8), 6229–6248. <https://doi.org/10.1002/2014JB011009>.
- [94] Namiki, A., Ueno, Y., Hurwitz, S., Manga, M., Munoz-Saez, C., Murphy, F. (2016). An experimental study of the role of subsurface plumbing on geothermal discharge. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17(9), 3691–3716. <https://doi.org/10.1002/2016GC006472>.
- [95] Neuberg, J. (2000). External modulation of volcanic activity. *Geophysical Journal International*, 142(1), 232–240. <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2000.00161.x>.
- [96] 日本機械学会編. (1999). 蒸気表 JSME STEAM TABLES. 日本機械学会.
- [97] Nikrou, P., Newson, J., McKibbin, R., Luketina, K. (2013). Geothermal spring temperature analysis. *Proceedings 35th New Zealand Geothermal Workshop*, Rotorua, New Zealand, 17–20 November.
- [98] Nishimura, T., Ichihara, M., Ueki, S. (2006). Investigation of the Onikobe

- geyser, NE Japan, by observing the ground tilt and flow parameters. *earth, planets and space*, 58, e21–e24. <https://doi.org/10.1186/BF03351967>.
- [99] Nishimura, T. (2021). Volcanic eruptions are triggered in static dilatational strain fields generated by large earthquakes. *Scientific reports*, 11(1), 17235.
- [100] 野満隆治, 瀬野錦蔵, 中目廣安. (1938). 別府温泉と潮汐 [附] 氣壓效果. *地球物理*, 2 (1). 1–23. <http://hdl.handle.net/2433/178199>.
- [101] O'Hara, K. D., Esawi, E. K. (2013). Model for the eruption of the Old Faithful geyser, Yellowstone National Park. *GSA Today*, 23(6), 4–9. <https://doi.org/10.1130/GSATG166A.1>.
- [102] 大谷清隆. (1961). 4. 鹿部, 鶴ノ湯間歇熱泉の研究. *北海道大学地球物理学研究報告*, 8, 51–65. <https://doi.org/10.14943/gbhu.8.51>.
- [103] Pan, L., Oldenburg, C. M. (2014). T2Well an integrated wellbore-reservoir simulator. *Computers & Geosciences*, 65, 46–55. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2013.06.005>.
- [104] Pan, L., Oldenburg, C. M., Pruess, K., Wu, Y. S. (2011a). Transient CO₂ leakage and injection in wellbore-reservoir systems for geologic carbon sequestration. *Greenhouse Gases: Science and Technology*, 1(4), 335–350. <https://doi.org/10.1002/ghg.41>.
- [105] Pan, L., Oldenburg, C. M., Wu, Y. S., Pruess, K. (2011b). T2Well/ECO2N Version 1.0: Multiphase and Non-Isothermal Model for Coupled Wellbore-Reservoir Flow of Carbon Dioxide and Variable Salinity Water (No. LBNL-4291E). Lawrence Berkeley National Lab.(LBNL), Berkeley, CA (United States).
- [106] Pan, L., Webb, S. W., Oldenburg, C. M. (2011c). Analytical solution for two-phase flow in a wellbore using the drift-flux model. *Advances in Water Resources*, 34(12), 1656–1665. <https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2011.08.009>.
- [107] Piao, J., Han, W. S., Han, G., Kim, K. Y., Yun, T. K., Hwang, J., Kim,

- T., Park, E. (2022). Investigating the Changes in Periodicity of the CO₂-Driven Cold-Water Geyser Eruptions Through Field Observation at Ten-mile Geyser, Utah. *Geophysical Research Letters*, 49(13), e2022GL097916. <https://doi.org/10.1029/2022GL097916>.
- [108] Pruess, K., Oldenburg, C. M., Moridis, G. J. (1999). TOUGH2 user's guide version 2 (No. LBNL-43134). Lawrence Berkeley National Lab. (LBNL), Berkeley, CA (United States).
- [109] Pruess, K., Spycher, N. (2007). ECO2N—A fluid property module for the TOUGH2 code for studies of CO₂ storage in saline aquifers. *Energy conversion and management*, 48(6), 1761–1767. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2007.01.016>.
- [110] Ramey Jr, H. J. (1962). Wellbore heat transmission. *Journal of petroleum Technology*, 14(04), 427–435. <https://doi.org/10.2118/96-PA>.
- [111] Reed, M. H., Munoz-Saez, C., Hajimirza, S., Wu, S. M., Barth, A., Girona, T., Rasht-Behesht, M., White, E. B., Karplus, M. S., Hurwitz, S., Manga, M. (2021). The 2018 reawakening and eruption dynamics of Steamboat Geyser, the world's tallest active geyser. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 118(2), e2020943118. <https://doi.org/10.1073/pnas.2020943118>.
- [112] Reyes, A. G., Trompetter, W. J., Britten, K., Searle, J. (2003). Mineral deposits in the Rotokawa geothermal pipelines, New Zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 119(1–4), 215–239. [https://doi.org/10.1016/S0377-0273\(02\)00355-4](https://doi.org/10.1016/S0377-0273(02)00355-4).
- [113] Rinehart, J. S. (1969). Old faithful geyser performance 1870 through 1966. *Bulletin Volcanologique*, 33(1), 153–163. <https://doi.org/10.1007/BF02596714>.
- [114] Rinehart, J. S. (1972). Fluctuations in geyser activity caused by variations in Earth tidal forces, barometric pressure, and tectonic stresses. *Journal of Geophysical Research*, 77(2), 342–350. <https://doi.org/10.1029/JB077i002p00342>.

- [115] Rojstaczer, S., Galloway, D. L., Ingebritsen, S. E., Rubin, D. M. (2003). Variability in geyser eruptive timing and its causes: Yellowstone National Park. *Geophysical research letters*, 30(18). <https://doi.org/10.1029/2003GL017853>.
- [116] Rudolph, M. L., Manga, M., Hurwitz, S., Johnston, M., Karlstrom, L., Wang, C. Y. (2012). Mechanics of Old Faithful Geyser, Calistoga, California. *Geophysical Research Letters*, 39(24). <https://doi.org/10.1029/2012GL054012>.
- [117] Rudolph, M. L., Sohn, R. A. (2017). A model for internal oscillations in geysers, with application to Old Faithful (Yellowstone, USA). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 343, 17–24. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2017.04.023>.
- [118] Rudolph, M. L., Sohn, R. A., Lev, E. (2018). Fluid oscillations in a laboratory geyser with a bubble trap. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 368, 100–110. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2018.11.003>.
- [119] Saptadji, N., O’Sullivan, J., Krzyzosiak, W., O’Sullivan, M. (2016). Numerical modelling of Pohutu geyser, Rotorua, New Zealand. *Geothermics*, 64, 401–409. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2016.06.019>.
- [120] Satman, A., Ugur, Z., Onur, M. (1999). The effect of calcite deposition on geothermal well inflow performance. *Geothermics*, 28(3), 425–444. [https://doi.org/10.1016/S0375-6505\(99\)00016-4](https://doi.org/10.1016/S0375-6505(99)00016-4).
- [121] Shi, H., Holmes, J. A., Durlofsky, L. J., Aziz, K., Diaz, L. R., Alkaya, B., Oddie, G. (2005). Drift-flux modeling of two-phase flow in wellbores. *Spe Journal*, 10(01), 24–33. <https://doi.org/10.2118/84228-PA>
- [122] Shteinberg, A., Manga, M., Korolev, E. (2013). Measuring pressure in the source region for geysers, Geyser Valley, Kamchatka. *Journal of volcanology and geothermal research*, 264, 12–16. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2013.07.012>.
- [123] Soderblom, L. A., Kieffer, S. W., Becker, T. L., Brown, R. H., Cook, A. F., Hansen, C. J., Johnson, T. V., Kirk, R. L., Shoemaker, E. M. (1990).

- Triton's geyser-like plumes: Discovery and basic characterization. *Science*, 250(4979), 410–415. <https://doi.org/10.1126/science.250.4979.410>.
- [124] Sohn, R. A., Thomson, R. E., Rabinovich, A. B., Mihaly, S. F. (2009). Bottom pressure signals at the TAG deep-sea hydrothermal field: Evidence for short-period, flow-induced ground deformation. *Geophysical Research Letters*, 36(19). <https://doi.org/10.1029/2009GL040006>.
- [125] Sturtevant, B., Kanamori, H., Brodsky, E. E. (1996). Seismic triggering by rectified diffusion in geothermal systems. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B11), 25269–25282. <https://doi.org/10.1029/96JB02654>.
- [126] Taitel, Y., Barnea, D., Dukler, A. E. (1980). Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, 26(3), 345–354. <https://doi.org/10.1002/aic.690260304>.
- [127] Takeo, M. (2021). Harmonic tremor model during the 2011 Shinmoe-dake eruption, Japan. *Geophysical Journal International*, 224(3), 2100–2120. <https://doi.org/10.1093/gji/ggaa477>.
- [128] Tanabe, H., Matsushima, T., Aizawa, K., Muramatsu, D. (2023). Multi-parametric observations of intermittent hydrothermal water discharge in West Crater of Iwo-Yama volcano, Kirishima Volcanic Complex, Japan. *Earth, Planets and Space*, 75(1), 1–18. <https://doi.org/10.1186/s40623-023-01830-7>.
- [129] Tang, C., Zhu, L., Akingba, G., Lu, X. Y. (2015). Viscous flow past a collapsible channel as a model for self-excited oscillation of blood vessels. *Journal of Biomechanics*, 48(10), 1922–1929. <https://doi.org/10.1016/j.jbiomech.2015.04.011>.
- [130] Terada, A., Hashimoto, T. (2017). Variety and sustainability of volcanic lakes: Response to subaqueous thermal activity predicted by a numerical model. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 122(8), 6108–6130. <https://doi.org/10.1002/2017JB014387>.
- [131] 手寫法子, 西村太志. (2021). 間欠泉噴出過程の短周期振動—熱赤外映像および空振観測からの考察. 日本火山学会講演予稿集 2021 (pp. 27–27).

- [132] Teshima, N., Toramaru, A., Ichihara, M. (2022). Precursory pressure oscillation in a laboratory geyser system. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 429, 107613. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2022.107613>.
- [133] Thiagalingam, I., Bergez, W., Colin, C. (2017). Thermodynamic analysis of water boiling in presence of a non-condensable gas, the carbon dioxide (CO₂): application to geothermal flows in wellbores. <http://hdl.handle.net/2263/62316>.
- [134] Tonkin, R., O'Sullivan, J., Gravatt, M., O'Sullivan, M. (2023). A transient geothermal wellbore simulator. *Geothermics*, 110, 102653. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2023.102653>.
- [135] Tonkin, R. A., O'Sullivan, M. J., O'Sullivan, J. P. (2021). A review of mathematical models for geothermal wellbore simulation. *Geothermics*, 97, 102255. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2021.102255>.
- [136] Toramaru, A., Maeda, K. (2013). Mass and style of eruptions in experimental geysers. *Journal of volcanology and geothermal research*, 257, 227–239.
- [137] 柘植鮎太, 青山裕. (2020). しかべ間歇泉の多項目観測と特徴的な噴出周期変化について: 序報. *北海道大学地球物理学研究報告*, 83, 49–70. <https://doi.org/10.14943/gbhu.83.49>.
- [138] Tsuge, A., Aoyama, H., Nogami, K., Akita, F., Kato, K. (2023). Eruption dynamics and plumbing system of Shikabe Geyser in southern Hokkaido, Japan, revealed by field observation inside and outside the conduit. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 107851. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2023.107851>.
- [139] 太秦康光, 那須義和, 瀬尾淑子. (1959). 温泉の化学的研究 (第 41～44 報) (第 43 報) 北海道西南部の諸温泉 (その 2) 鹿部温泉およびその周辺の温泉. *日本化学雑誌*, 80 (8), 862–866.
- [140] Vandemeulebrouck, J., Roux, P., Cros, E. (2013). The plumbing of Old Faithful Geyser revealed by hydrothermal tremor. *Geophysical Research Letters*, 40(10), 1989–1993. <https://doi.org/10.1002/grl.50422>.

- [141] Vandemeulebrouck, J., Sohn, R. A., Rudolph, M. L., Hurwitz, S., Manga, M., Johnston, M. J., Soule, S. A., McPhee, D., Glen, J. M., Karlstrom, L., Murphy, F. (2014). Eruptions at Lone Star geyser, Yellowstone National Park, USA: 2. Constraints on subsurface dynamics. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(12), 8688–8707. <https://doi.org/10.1002/2014JB011526>.
- [142] Vasini, E. M., Battistelli, A., Berry, P., Bonduà, S., Bortolotti, V., Cormio, C., Pan, L. (2018). Interpretation of production tests in geothermal wells with T2Well-EWASG. *Geothermics*, 73, 158–167. <https://doi.org/10.1016/j.geothermics.2017.06.005>.
- [143] Walsh, J. B. (1981). Effect of pore pressure and confining pressure on fracture permeability. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts*, 8, 429–435. [https://doi.org/10.1016/0148-9062\(81\)90006-1](https://doi.org/10.1016/0148-9062(81)90006-1).
- [144] Walter, T. R., Jousset, P., Allahbakhshi, M., Witt, T., Gudmundsson, M. T., Hersir, G. P. (2020). Underwater and drone based photogrammetry reveals structural control at Geysir geothermal field in Iceland. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 391, 106282. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2018.01.010>.
- [145] Wang, C. Y., Doan, M. L., Xue, L., Barbour, A. J. (2018). Tidal response of groundwater in a leaky aquifer—Application to Oklahoma. *Water Resources Research*, 54(10), 8019–8033. <https://doi.org/10.1029/2018WR022793>.
- [146] Wang, C. Y., Manga, M. (2021). *Water and earthquakes*. Springer, p.225. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-00810-8>.
- [147] Wang, C. Y., Manga, M. (2023). Changes in Tidal and Barometric Response of Groundwater during Earthquakes—A Review with Recommendations for Better Management of Groundwater Resources. *Water*, 15(7), 1327. <https://doi.org/10.3390/w15071327>.
- [148] Watson, Z. T., Han, W. S., Keating, E. H., Jung, N. H., Lu, M. (2014).

- Eruption dynamics of CO₂-driven cold-water geysers: Crystal, Tenmile geysers in Utah and Chimayó geyser in New Mexico. *Earth and Planetary Science Letters*, 408, 272–284. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.10.001>.
- [149] Wei, N., Xu, C., Meng, Y., Li, G., Ma, X., Liu, A. (2018). Numerical simulation of gas-liquid two-phase flow in wellbore based on drift flux model. *Applied Mathematics and Computation*, 338, 175–191. <https://doi.org/10.1016/j.amc.2018.03.067>.
- [150] Wessel, P., Luis, J. F., Uieda, L., Scharroo, R., Wobbe, F., Smith, W. H., Tian, D. (2019). The generic mapping tools version 6. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 20(11), 5556–5564. <https://doi.org/10.1029/2019GC008515>.
- [151] White, D. E. (1967). Some principles of geyser activity, mainly from Steamboat Springs, Nevada. *American Journal of Science*, 265(8), 641–684. <https://doi.org/10.2475/ajs.265.8.641>.
- [152] White, D. E., Marler, G. D. (1972). Comments on paper by John S. Rinehart, 'Fluctuations in geyser activity caused by earth tidal forces, barometric pressure, and tectonic stresses'. *Journal of Geophysical Research*, 77(29), 5825–5829. <https://doi.org/10.1029/JB077i029p05825>.
- [153] Wu, S. M., Lin, F. C., Farrell, J., Allam, A. (2019). Imaging the deep subsurface plumbing of Old Faithful geyser from low-frequency hydrothermal tremor migration. *Geophysical Research Letters*, 46(13), 7315–7322. <https://doi.org/10.1029/2018GL081771>.
- [154] Wu, S. M., Lin, F. C., Farrell, J., Keller, W. E., White, E. B., Hungerford, J. D. (2021). Imaging the subsurface plumbing complex of Steamboat Geyser and Cistern Spring with hydrothermal tremor migration using seismic interferometry. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(4), e2020JB021128. <https://doi.org/10.1029/2020JB021128>.
- [155] Wu, S. M., Ward, K. M., Farrell, J., Lin, F. C., Karplus, M., Smith, R. B. (2017). Anatomy of Old Faithful from subsurface seismic imaging of the Yellowstone Upper Geyser Basin. *Geophysical Research Letters*, 44(20),

- 10–240. <https://doi.org/10.1002/2017GL075255>.
- [156] Yadigaroglu, G., Hewitt, G. F. (Eds.). (2017). Introduction to multiphase flow: basic concepts, applications and modelling. Springer, p.214.
- [157] 山口久之助, 国府谷盛明, 早川福利. (1967). 鹿部地域地熱調査 1 号井について. 地下資源調査所報告, (37), 85–91.
- [158] 山村慶佑. (2016). 地熱坑井内の非定常気液二相流シミュレーションプログラムの開発と不安定現象の数値解析. 九州大学大学院工学府地球資源システム工学専攻修士論文.
- [159] Yamamura, K., Itoi, R., Tanaka, T., Iwasaki, T. (2017). Numerical analysis of transient steam-water two-phase flow in geothermal production wells with multiple feed zones. Proceedings of the 42nd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering, Stanford, California. <https://doi.org/10.11367/grsj.40.17>.
- [160] Yan, X., Shi, Z., Wang, C. Y., Ingebritsen, S. E., Manga, M. (2022). Violent groundwater eruption triggered by a distant earthquake. Geophysical Research Letters, 49(23), e2022GL101239. <https://doi.org/10.1029/2022GL101239>.
- [161] 吉田怜史. (2011). 間欠泉の噴出サイクルに関する研究—室内実験と数値シミュレーション—. 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻修士論文.
- [162] 湯原浩三. (1963). 温泉の湧出量と雨量. 温泉科学, 14 (1).
- [163] 湯原浩三. 瀬野錦蔵. (1969). 温泉学. 地人書館, p.278.
- [164] Zhang, S., Shi, Z., Wang, G. (2019). Comparison of aquifer parameters inferred from water level changes induced by slug test, earth tide and earthquake—A case study in the three Gorges area. Journal of Hydrology, 579, 124169. <https://doi.org/10.1016/j.jhydrol.2019.124169>.